

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR
LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR
Etienne PICARD

- 1^{re} THÈSE.** — Sur la détermination de quelques caractéristiques fondamentales de compteurs Geiger-Müller à l'étude des particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.
- 2^e THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 10 juin 1954 devant la Commission d'examen

M. PERRIN,	<i>Président</i>	
M. AUGER		} <i>Examineurs</i>
M. GRIVET		

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1955

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Etienne PICARD

- 1^{re} THÈSE.** — Sur la détermination de quelques caractéristiques fondamentales de compteurs Geiger-Müller à l'étude des particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.
- 2^e THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 10 juin 1954 devant la Commission d'examen

M. PERRIN,	<i>Président</i>	
M. AUGER	}	<i>Examineurs</i>
M. GRIVET		

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1955



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	Max MORAND	Physique.
A. DENJOY T	Théorie des Fonctions.	SOLEILLET T	Physique.
L. LUTAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.	FORTIER T	Mécanique expérimentale des fluides.
E. DARMOIS T	Enseignement de Physique.	DANJON T	Astronomie.
R. LEVY T	Physiologie comparée.	FROMAGEOT T	Chimie biologique.
FOCH T	Mécanique physique et expérimentale.	LAPORTE T	Physique générale et Radioactivité.
PAUTHENIER T	Electrotechnique générale.	JANET T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
De BROGLIE T	Théories physiques.	PETIT T	Biologie maritime.
JOB T	Chimie générale.	QUENEY T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.
PRENANT T	Anatomie et Histologie comparées.	GALLIEN T	Biologie animale (P.C.B.)
GARNIER T	Géométrie supérieure.	EICHHORN T	Biologie végétale (P.C.B.)
PERES T	Mécanique des fluides et applications.	De CUGNAC T	Biologie végétale (P.C.B.)
LAUGIER T	Physiologie générale.	Mlle CAUCHOIS T	Chimie - Physique.
M. CURIE T	Physique (P.C.B.).	THELLIER T	Physique du Globe.
VALIRON T	Calcul différentiel et calcul intégral.	AUDUBERT T	Electrochimie.
BARRABE T	Géologie structurale et géologie appliquée.	L'HERITIER T	Génétique.
G. DARMOIS T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	GRIVET T	Radio Electricité.
J. BOURCART T	Géographie physique et Géologie dynamique.	PONCIN T	Mécanique des fluides.
Mme JOLIOU-CURIE T	Physique générale et Radioactivité.	THIRY T	Mécanique appliquée.
PLANTEFOL T	Botanique.	DUBREIL T	Arithmétique et théorie des nombres
CABANNES T	Recherches physiques.	QUELET T	Chimie organique
GRASSE T	Evolution des êtres organisés.	CAGNIARD T	Géophysique appliquée.
PREVOST T	Chimie organique.	CHAMPETIER T	Macromoléculaire.
BOULIGAND T	Application de l'analyse à la Géométrie.	CUVILLIER T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
CHAUDRON T	Chimie appliquée.	JUNG T	Pétrographie.
WYART T	Minéralogie.	TRILLAT T	Chimie physique.
TEISSIER T	Zoologie.	WIEMANN T	Chimie (P.C.B.)
MANGENOT T	Biologie végétale.	JACQUINOT T	Physique (P.C.B.)
P. AUGER T	Physique quantique et relative.	VASSY T	Physique de l'atmosphère.
MONNIER	Physiologie générale.	DESTOUCHES T	Théories physiques.
PIVETEAU T	Géologie.	M. PRUVOST T	Géologie.
ROCARD T	Physique.	AMIEL T	Chimie (P.C.B.)
H. CARTAN T	Mathématiques (E.N. supérieure).	HOCART T	Minéralogie.
LAFFITTE T	Chimie générale.	J.P. MATHIEU T	Physique (P.C.B.)
FAVARD T	Mécanique générale.	COUTEAUX	Biologie animale (P.C.B.)
COULOMB T	Physique du Globe.	MAY	Biologie animale (P.C.B.)
Mlle COUSIN T	Biologie animale (P.C.B.)	CHOQUET T	Calcul différentiel.
CHRETIEN T	Chimie minérale.	FELDMANN	Biologie (P.C.B.)
P. DRACH T	Zoologie.	GUINIER T	Physique (P.C.B.)
KASTLER T	Physique.	JOST T	Biologie (P.C.B.)
EPHRUSSI T	Génétique.	PORTET	Calcul des probabilités.
WURMSER T	Biologie physico-chimique	SCHWARTZ T	Méthode mathématique de la Physique.
RIVIERE T	Géologie (P.C.B.).	CHOUARD T	Physiologie végétale.
GAUTHERET T	Biologie végétale (P.C.B.)	MALAVARD T	Aviation.
LUCAS T	Physique.	BRELOT T	Calcul différentiel.
A. THOMAS T	Biologie cellulaire.	NORMANT T	Chimie (P.C.B.)
ARNULF T	Optique appliquée.	BENARD	Chimie (P.C.B.)
		BUVAT	Botanique (E.N.S.)
		DUGUE	Statistique mathématique.
		GELOSO	Chimie (P.C.B.)
		SOULAIRAC	Psychophysiologie.
		ULRICH	Physiologie végétale.
		MARECHAL	Optique théorie et appliquée.

Secrétaire général Ch. MONIER

- AVANT-PROPOS -

Le développement récent des recherches de physique nucléaire a abouti à la construction de nombreux générateurs et accélérateurs de particules. Les problèmes posés aux physiciens n'ont pu être résolus que grâce aux progrès concernant la précision des appareils utilisés et, en particulier, des détecteurs de particules. Le choix du détecteur détermine généralement le bruit de fond de l'ensemble du dispositif et impose une limite à la précision de la mesure. Parmi ces détecteurs, le compteur Geiger-Müller est l'un des plus couramment utilisés.

Dans le cadre du Service des Constructions électriques du Centre d'Etudes nucléaires de Saclay, qui en avait entrepris la mise au point et la production, nous avons été chargé d'effectuer différentes études sur les propriétés de la décharge de ces compteurs. Certains des résultats, qui concernent en particulier l'initiation de la décharge, nous ont été indispensables à la réalisation des expériences sur le rayonnement cosmique décrites dans le 4ème chapitre.

L'ensemble de ce travail a été effectué dans le laboratoire de M. ROGOZINSKI, sous la direction duquel une très grande partie des expériences a été faite [1 à 4]. Il m'est un devoir particulièrement agréable de le remercier ici pour l'enseignement qu'il m'a si généreusement donné au cours de ces dernières années. Je tiens aussi à remercier M. SURDIN pour l'appui que j'ai constamment trouvé auprès de lui et pour l'intérêt qu'il a manifesté à la réalisation de ce travail.

Je veux enfin remercier MM. J. ANDREJOL et P. GOUJON pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans l'étude et la réalisation des divers appareillages décrits, ainsi que durant les mesures.

Il n'est malheureusement pas possible de citer tous ceux qui m'ont aidé au cours de ces expériences; il me faudrait en particulier nommer tous mes amis et collègues du Service des Constructions électriques du C.E.N. de SACLAY, dont les conseils m'ont toujours été utiles.

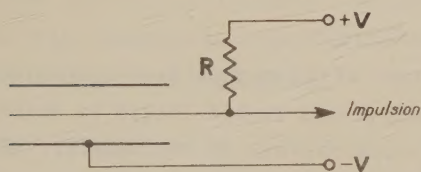
- INTRODUCTION AUX CHAPITRES I, II et III -

I - RAPPEL HISTORIQUE.-

Si les compteurs de Geiger-Müller sont aujourd'hui d'un emploi très général, ce n'est que depuis vingt ans environ que les premiers compteurs autocoqueurs, les seuls pratiquement utilisés maintenant, ont été construits. Leur fonctionnement n'est bien connu que depuis quelques années.

En 1928, GEIGER et MÜLLER décrivent un détecteur de particules, dont la géométrie coaxiale est encore le plus souvent utilisée. Ces auteurs ont apporté une contribution décisive à des travaux antérieurs dont le premier est dû à RUTHERFORD et GEIGER en 1908 : les performances de ce détecteur ont déterminé le début de son utilisation massive.

Le détecteur décrit comporte deux électrodes cylindriques, il est rempli avec un gaz pur à une pression inférieure à une atmosphère. Lorsqu'une différence de potentiel convenable est appliquée entre les deux électrodes, la libération d'une seule paire d'ions dans son enceinte provoque un processus de multiplication, aboutissant à une décharge. Une particule ionisante peut dans ces conditions être détectée lors de son passage dans le compteur, en recueillant aux bornes d'une résistance R l'impulsion



- Fig. 1 -

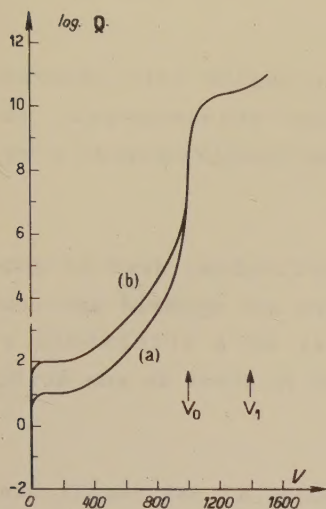
Schéma de principe de l'alimentation d'un compteur G.M.

de tension fournie par la décharge (fig. 1). Le nombre de charges Q ainsi recueillies est généralement beaucoup plus élevé que celui créé initialement par la particule incidente. Le compteur se comporte comme un amplificateur de charges dont le coefficient d'amplification dépend de la géométrie des électrodes, de la tension appliquée, du remplissage du tube et, dans certains cas, de l'ionisation primaire provoquée par la particule incidente. La figure 2

montre les variations de Q en fonction de la tension V , et pour deux particules ayant libéré respectivement 10 à 100 électrons dans le compteur. Les deux courbes se confondent à partir de la tension V_0 pour laquelle la charge Q est alors indépendante de l'ionisation primaire, le compteur est dit fonctionner en compteur de Geiger-Müller. La tension V_0 est la tension de seuil de la zone d'utilisation du compteur G.M. A partir de la tension V_0 , aucun effet de proportionnalité à l'ionisation primaire ne peut plus être mis en évidence, puisqu'une seule paire d'ions est susceptible de libérer la charge Q . De la sorte, le compteur est déchargé, d'une part, par des particules ionisantes suffisamment pénétrantes et, d'autre part, à partir de particules neutres dont l'interaction avec la matière du compteur aboutit à la libération d'une particule ionisante dans l'espace interélectrodes.

Si l'on trace la courbe représentant le nombre n de décharges par unité de temps

en fonction de la tension V , on obtient, pour des valeurs de V supérieures à V_0 , un palier dans lequel n est sensiblement constant (fig. 3). Si l'on continue à augmenter V ,



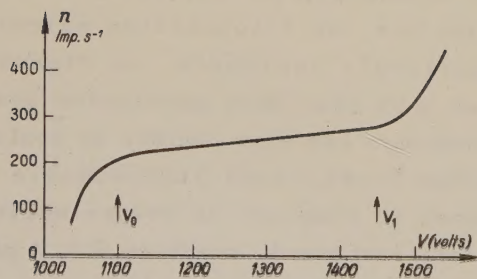
- Fig. 2 -

Variations de la charge libérée Q . Chaque courbe correspond à une particule donnant respectivement 10 et 100 électrons le long de sa trajectoire dans le compteur. Les deux courbes sont confondues à partir de la tension V_0 , seuil de fonctionnement du compteur G.M.

n augmente assez brusquement pour $V \geq V_1$, tension pour laquelle des décharges parasites sont enregistrées. L'existence de la zone d'utilisation $V_0 < V < V_1$ est liée à la géométrie du compteur, mais aussi à la nature du remplissage gazeux. Dans les années qui suivent 1928, le remplissage des compteurs décrits ne comporte qu'un gaz simple, tel que l'hélium ou l'argon. On constate dans ces conditions que la décharge, une fois amorcée, ne peut s'arrêter que si la tension résiduaire aux bornes du compteur est maintenue largement en dessous de V_0 pendant un temps suffisamment long, ce qui rend obligatoire un dispositif externe de coupure de la tension. On peut réaliser un tel dispositif assez simplement en adoptant pour R une résistance de grande valeur, de l'ordre de 10^9 ohms. En 1935, TROST remarque que l'adjonction de faibles quantités de vapeurs organiques au remplissage habituel permet d'obtenir une autoextinction de la décharge, même dans les cas où la résistance R a une faible valeur (inférieure à 10^6 ohms). Cette propriété a simplifié l'emploi de ce type de détecteur, qui est devenu un instrument de choix, aussi bien dans des dispositifs de laboratoire que dans des installations industrielles.

La détermination théorique des processus mis en oeuvre au cours d'une décharge et la mesure des constantes qui les expriment ont été entreprises depuis 1940, à la suite,

en particulier, des travaux de MONTGOMERY, DEN HARTOG, WILKINSON et KORFF ⁽¹⁾. La théorie complète du phénomène fait intervenir le mouvement des électrons et des ions positifs dans le mélange gazeux et les différents processus d'interaction de ces ions avec le mélange ; elle doit tenir compte du caractère statistique de tous ces échanges d'énergie. Etant donné que de faibles impuretés dans le gaz de remplissage modifient profondément la nature même de ces phénomènes, il semble illusoire de vouloir espérer une description parfaite de l'expérience par la théorie. Si la théorie relative au fonctionnement des compteurs G.M. est qualitativement bien élaborée, la détermination quantitative des grandeurs correspondantes est extrême-



- Fig. 3 -

Plateau d'un compteur. La fréquence n des décharges croît à partir du seuil V_0 pour rester sensiblement constante pour des valeurs de $V < V_1$. Ces valeurs de V constituent le plateau du compteur G.M. Il est usuellement de 300 volts, tandis que la pente relative $\frac{\Delta n}{n}$ pour une augmentation de 100V dans le plateau est égale à 5 pour cent.

⁽¹⁾ Une bibliographie générale a été récemment rassemblée par Blanc [5] .

tral [6], région où le champ est de l'ordre de plusieurs milliers de volts par centimètre.

Cette décharge est connue sous le nom de décharge de Townsend et ses propriétés ont été étudiées depuis longtemps. On sait qu'elle est extrêmement localisée dans l'espace par un phénomène de saturation de charges d'espace. Elle dure environ 10^{-8} s [7]. Les échanges d'énergies à l'intérieur de la décharge sont déterminées par la nature des gaz en présence. Dans l'exemple choisi, il y a production d'électrons, d'ions positifs d'alcool et d'argon, et d'atomes excités à des niveaux instables et métastables. Les électrons sont collectés très rapidement puisqu'ils proviennent du voisinage immédiat de l'anode ; mais, pour cette même raison, ils ne produisent qu'un faible courant dans le circuit extérieur au compteur. Les ions positifs créés dans cette décharge de Townsend restent sensiblement immobiles, formant ainsi une infime région de charge d'espace positive. Quant aux atomes excités instables, ils possèdent une vie moyenne très courte et reviennent à leur état stable en émettant un photon. Les atomes d'argon excités à un niveau métastable ont une durée de vie très grande (de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} s). Mais les chocs de seconde espèce entre atomes d'argon métastables et molécules d'alcool neutres suppriment les premiers.

B - Propagation de la décharge -

Les photons émis au cours de la décharge décrite plus haut sont très fortement absorbés dans la vapeur organique et ne peuvent parvenir jusqu'à la paroi de la cathode. Des photoélectrons sont donc formés au voisinage de la première décharge. Un certain nombre d'entre eux seront cependant émis assez loin de la charge d'espace pour engendrer de nouvelles décharges, identiques à la première.

Ainsi, de proche en proche, les avalanches se propagent et un étalement discontinu se produit, chaque saut durant environ 10^{-8} s. Puisque les ions positifs sont pratiquement stationnaires durant cette période, la décharge s'arrêtera d'elle-même une fois l'anode entièrement "brûlée". Celle-ci se trouve alors entourée d'une gaine plus ou moins épaisse d'ions positifs d'alcool aussi bien que d'argon. La partie de cette gaine qui est la plus ancienne s'est déjà quelque peu diffusée alors que la région la plus récente est encore nettement définie. Quelques 10^{-6} s ont été nécessaires pour embraser le fil sur toute sa longueur. Des photographies récentes [8] du nuage ionique d'un compteur incorporé dans une chambre de Wilson sont une magnifique illustration de ces phénomènes. Pour observer convenablement le nuage d'ions positifs, la cathode du compteur était constituée de fils concentriques parallèles au fil central d'anode. Etant donné le temps de détente de la chambre de Wilson, les photographies ne sont prises qu'au bout d'un temps non négligeable, de sorte qu'il n'a pas pu être vérifié par cette méthode quel est le volume autour du fil central affecté initialement par la décharge.

C - Collection des ions positifs - Courant dans le compteur -

Les électrons formés dans le cours de la décharge sont collectés très rapidement par l'anode. L'énergie ainsi délivrée au circuit extérieur sera très réduite puisqu'ils proviennent du voisinage immédiat de l'électrode centrale [9]. On a démontré [10] que le courant produit par collection électronique est très faible, environ 1 000 fois plus petit que le courant ionique. Celui-ci prend naissance dès la première avalanche et, comme le montrent les très importants résultats de ALDER et al. [11], il croît jusqu'à un maximum qui intervient un temps variable après la première décharge suivant l'endroit où celle-ci s'est produite le long du fil. Les auteurs cités ont mesuré par une méthode oscillographique la vitesse de propagation moyenne de la décharge d'après la forme des impulsions du courant.

En fait, le courant ne s'annulera qu'à la complète collection des ions positifs par la cathode. Le temps de collection joue un rôle important, puisque la présence de particules chargées dans l'enceinte du compteur modifie la répartition du champ. Lorsque la gaine d'ions positifs est au voisinage du fil, on a vu qu'elle empêchait la poursuite de la décharge. Il faut un temps assez long, de plusieurs centaines de microsecondes, pour que le compteur soit de nouveau capable d'être déclenché par une particule ionisante. Ce temps d'insensibilité, ou temps mort, impose des pertes dans la fréquence des déclenchements lorsque le compteur est sollicité au hasard dans le temps. Il est cependant plus faible que le temps de collection des ions positifs comme le montrent les expériences de STEVER [12] et DEN HARTOG [13]. Lorsque les ions positifs arrivent au voisinage de la cathode, ils vont se neutraliser en arrachant des électrons de la paroi métallique. Les ions qui parviennent au voisinage de la cathode sont exclusivement formés d'ions d'alcool, car les ions d'argon existant initialement cèdent, très rapidement après leur formation, leur charge aux molécules neutres d'alcool dont le potentiel d'ionisation est plus faible que celui de l'argon. Il est connu que les ions d'alcool se prédissocient à leur arrivée sur une cathode métallique. Ce processus entraîne donc une certaine consommation de molécules d'alcool qui est à l'origine de la détérioration du compteur au bout d'un grand nombre de décharges, mais il évite le déclenchement parasite du compteur qui se produirait si des ions positifs d'argon atteignaient la cathode.

D - Mesures effectuées -

Les temps impliqués dans ces divers phénomènes seront examinés plus en détail par la suite. Dès à présent, on constate qu'ils font apparaître plusieurs limitations dans l'emploi des compteurs G.M.

1) Un retard dans le déclenchement de la décharge, ou temps de latence, ne peut en aucun cas être réduit au delà de sa valeur minimum qui correspond au temps de migration de l'électron primaire jusqu'au fil central. Ce temps est fonction du gaz de

remplissage, du champ électrique et de la trajectoire de la particule détectée. De plus, il est soumis à des fluctuations statistiques, qui, dans les meilleures conditions, ne peuvent être réduites au-dessous de quelques 10^{-8} s. Dans le chapitre I du présent travail on expose une méthode directe de mesure du temps de latence et on donne les résultats concernant un compteur de type courant; on détermine les constantes relatives au mouvement des électrons dans le mélange gazeux utilisé et les conditions d'emploi de ce type de compteur dans des circuits de coïncidence.

2) Le temps de propagation de la décharge détermine principalement la forme de l'impulsion délivrée par le compteur. Une amplification convenable, au moyen de circuits électroniques, est nécessaire si l'on veut une réponse sensiblement indépendante du temps de montée de l'impulsion. On décrira dans le chapitre III un circuit qui joue ce rôle en même temps qu'il améliore notablement les performances des compteurs usuels.

3) Le temps de migration des ions positifs introduit un temps mort après chaque décharge, et la perte de comptage qui en résulte est souvent prohibitive; elle doit être connue dans la plupart des mesures. Dans le chapitre II, on décrit une méthode qui permet la mesure du temps mort d'un compteur G.M. de type quelconque dans les conditions mêmes de son emploi. Les résultats donnés en exemple montrent les variations du temps mort en fonction de différents paramètres; le circuit décrit permet de plus l'analyse des décharges parasites systématiques dans les compteurs.

4) La durée de vie de certains compteurs peut être considérablement allongée par des circuits électroniques appropriés. Dans le chapitre III, on décrit la réalisation simple d'un tel circuit qui atteint ce but en confinant la décharge à une partie limitée du fil du compteur. D'après les résultats qui sont donnés, on vérifie qu'on peut multiplier par 10 environ la durée de vie d'un compteur de longueur utile égale à 50 cm.

- C H A P I T R E I -

MOUVEMENT DES ELECTRONS PRIMAIRES - TEMPS DE LATENCE

I - Comme on l'a vu précédemment, il s'écoule nécessairement un certain temps entre le passage d'une particule à travers un compteur G.M. et la détection de l'impulsion qui en résulte. Outre le temps de latence, un retard supplémentaire est introduit par la sensibilité finie du circuit de détection. Une fois fixée la sensibilité du circuit d'enregistrement de l'impulsion du compteur, ce retard supplémentaire T_q dépend essentiellement de la forme de l'impulsion délivrée par le compteur, c'est-à-dire de la surtension $V - V_0$ au-dessus du seuil V_0 .

En ce qui concerne le temps de latence T_l , il est déterminé, d'une part, par le lieu de formation de l'électron primaire qui le premier déclenchera une avalanche et, d'autre part, par tous les facteurs qui fixent les lois du mouvement de cet électron dans les conditions de pression gazeuse et de champ électrique.

Le calcul théorique du retard global T est rendu pratiquement impossible par la méconnaissance des constantes influant sur les deux effets signalés plus haut. On peut remarquer que, inversement, un certain nombre de mesures sur la mobilité électronique ont été faites à partir de déterminations expérimentales de T_l .

Or, la valeur du retard global T ainsi que ses fluctuations sont d'une importance essentielle dans toutes les recherches nécessitant des coïncidences à faible temps de résolution. La présente étude concerne la mesure systématique de ce retard en fonction de la tension V du compteur et de la position de la trajectoire de la particule détectée par rapport à l'axe du compteur. A partir de ces résultats, on détermine les valeurs respectives du temps de latence T_l et du retard T_q introduit par sensibilité d'entrée du circuit, ce qui nous permet de conclure en faveur d'une loi du mouvement électronique dans le domaine considéré de pression et de champ électrique.

II - INFLUENCE DU SEUIL DE SENSIBILITE DU CIRCUIT DE DETECTION -

La chute de tension v , provoquée par la décharge dans l'impédance branchée aux bornes du compteur, ne présente pas un départ brusque (fig. 4). L'impulsion apparaît avec une amplitude négligeable durant la période de latence. Dès la formation de la première avalanche, les électrons qui y prennent naissance sont collectés dans un temps très bref par le fil du compteur.

Pour obtenir une valeur précise directe du temps de latence T_l , il faut utiliser un amplificateur susceptible de mettre en évidence l'impulsion du compteur, dès que la première cascade de multiplication des charges a lieu. S'il n'en est pas ainsi, on introduit dans la mesure cherchée une erreur d'autant plus grande que la sensibilité en question est plus réduite. En effet, cette erreur est égale à

$$T_q = \frac{v_m}{q}, \quad (1)$$

où v_m désigne la valeur minimum détectable de v , et $q = \frac{dv}{dt}$ la pente initiale de l'impulsion que nous admettrons constante entre $v = 0$ et $v = v_m$.

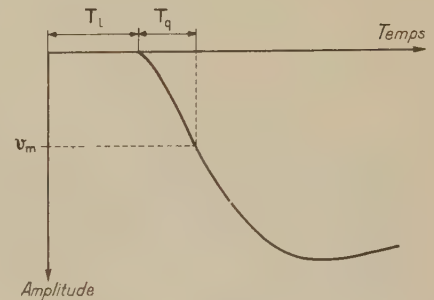
Le retard total observé T est donc égal à :

$$T = T_l + T_q \quad (2)$$

III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

A - Méthode utilisée -

Deux problèmes essentiels surgissent dans une étude relative au temps de latence : la détermination précise de l'instant t_0 , auquel a lieu le passage de la particule génératrice de l'impulsion, et la localisation de la trajectoire de cette particule par rapport au fil du compteur.



- Fig. 4 -

Représentation schématique de l'impulsion de décharge d'un compteur G.M.

Les solutions de ces problèmes diffèrent suivant le genre des compteurs étudiés. Elles sont relativement simples pour les compteurs à paroi mince [14], [15] et dans le cas des compteurs à cathode photosensible, pourvus d'une fenêtre transparente à la lumière [16], [17]; elles sont plus difficiles pour des compteurs cosmiques et des compteurs γ [18], [19], [20], et exigent l'emploi de particules d'énergie relativement grandes, capables de traverser les différents détecteurs du dispositif.

La sélection et la localisation de telles particules peuvent se faire à l'aide d'un télescope de détecteurs montés en coïncidence. Les détecteurs qui répondent le mieux au but recherché sont des scintillateurs associés à des photomultiplicateurs, car ils sont susceptibles de fournir une valeur très précise de t_0 . Leur faible encombrement facilite, par ailleurs, la localisation de la particule, mais présente le grave inconvénient d'un taux de comptage très réduit, du moins si l'on est contraint de se servir du rayonnement cosmique comme source de particules. C'est uniquement cette considération qui nous a fait abandonner les scintillateurs que nous avons utilisés dans nos essais initiaux.

Un télescope de compteurs G.M. donne une fréquence plus élevée, mais il exige certaines précautions particulières. Pour qu'un tel dispositif puisse fournir une bonne définition de t_0 , il est indispensable qu'il ne sélectionne que les particules traversant les compteurs au voisinage du fil axial. Il suffirait, en principe, d'avoir recours pour le télescope à des compteurs de très faible diamètre comme l'ont fait DEN HARTOG

et al. [19]. Cependant, un télescope constitué uniquement par de tels compteurs est fréquemment déchargé non pas par une seule particule, mais par des gerbes latérales. Or, l'existence de ces gerbes perturbe sensiblement les courbes de distribution du temps de latence en introduisant un élément d'incertitude pratiquement incontrôlable quant à la distance du fil à laquelle est passée la particule génératrice de la décharge. Nous avons pu vérifier que l'effet de gerbe atteint 15 pour cent pour un télescope vertical de deux compteurs ayant un diamètre de 12 mm et séparés par une distance de 10 cm. Pour cette raison, nous avons adopté un télescope analogue à celui utilisé pour la détermination de l'efficacité des compteurs par ROGOZINSKI et VOISIN [21].

Dans le cas où le télescope est constitué par des compteurs G.M., la relation (2) ne reste valable que si l'on tient compte du retard T_a du télescope par rapport au temps de passage de la particule. On a, par conséquent

$$T = T_l + T_q + T_a. \quad (3)$$

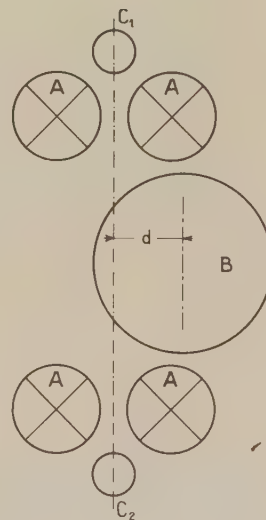
Le télescope utilisé comprend essentiellement deux compteurs C_1 et C_2 , en coïncidence, et un groupe de quatre compteurs A, en anticoincidence avec les premiers; les compteurs A constituent une protection efficace du dispositif contre l'effet des gerbes latérales et permettent, de plus, d'obtenir une ouverture réglable du télescope. La figure 5 représente une coupe verticale de l'arrangement des compteurs, où d désigne la distance qui sépare l'axe du compteur étudié B du plan médian vertical du télescope.

La mesure de T se fait en deux étapes : on détermine d'abord le retard $T - T_a$ entre l'impulsion du compteur étudié B et l'impulsion d'anticoincidence $C_1 C_2 - A$, et l'on mesure ensuite le retard absolu T_a de $C_1 C_2 - A$. Quant au retard T_q , nous verrons par la suite qu'il peut être déterminé à partir de la courbe des retards qui correspondent à $d = 0$.

Chacune des mesures de $T - T_a$ et de T_a comprend 4 opérations :

1°) le déclenchement du balayage horizontal d'un tube cathodique par l'impulsion de coïncidence $C_1 C_2$;

2°) l'application de l'impulsion provenant du compteur étudié B, à l'une des



- Fig. 5 -

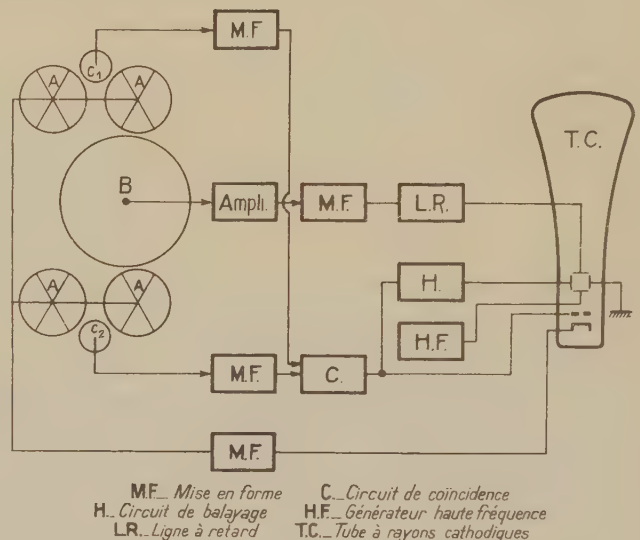
Arrangement des compteurs
Les compteurs C_1 et C_2 , en coïncidence, forment le dispositif de sélection des particules cosmiques. L'ouverture utile du télescope est définie par l'écartement horizontal (6 mm) des compteurs A en anticoincidence. La distance d qui sépare l'axe du compteur étudié B du plan médian du télescope est variable. Les diamètres intérieurs des compteurs C_1 et C_2 sont respectivement égaux à 12, 23 et 48 mm.

plaques de déflexion verticale du tube ;

3°) l'allumage du spot par l'impulsion d'anticoïncidence C_1C_2 -A, agissant sur la grille Wehnelt;

4°) l'enregistrement des oscillogrammes par une camera à déroulement continu, fonctionnant sans obturateur.

Comme la première opération est affectée d'un certain retard inhérent au circuit de déclenchement du balayage, on fait subir à l'impulsion B un retard nettement supérieur au précédent, pour que, sur l'oscillogramme obtenu, le point de départ de cette impulsion survienne à une distance bien mesurable, de l'origine du tracé du balayage (voir figure 7). Lorsque les impulsions B, C_1 et C_2 sont synchrones, la distance correspondante définit une origine à partir de laquelle seront mesurés les retards T du compteur B. Cette distance de référence est déterminée, comme nous le verrons, en remplaçant les impulsions B, C_1 et C_2 par 3 impulsions synchrones de courte durée.



- Fig. 6 -

Schéma de principe du circuit

La mesure de T_a , retard du télescope par rapport au passage de la particule, a été effectuée en substituant au compteur B un scintillateur dont on a négligé le retard propre.

- Schéma de principe -

Le schéma de principe du dispositif est représenté par la figure 6. Les compteurs B, C_1, C_2 et le groupe des 4 compteurs A en parallèle actionnent respectivement 4 circuits identiques de mise en forme (circuits MF). Ces circuits sont du même type que ceux mis au point dans le but de limiter la décharge du compteur à une portion réduite du fil et seront décrits de façon détaillée par la suite (Chapitre III). Le tube cathodique est normalement bloqué par une polarisation négative entre la grille de commande et la cathode. L'impulsion de coïncidence C_1C_2 , sélectionnée par le circuit C, provoque le déblocage du tube, ainsi que le déclenchement du balayage horizontal. Lorsque l'un des compteurs A est déchargé,

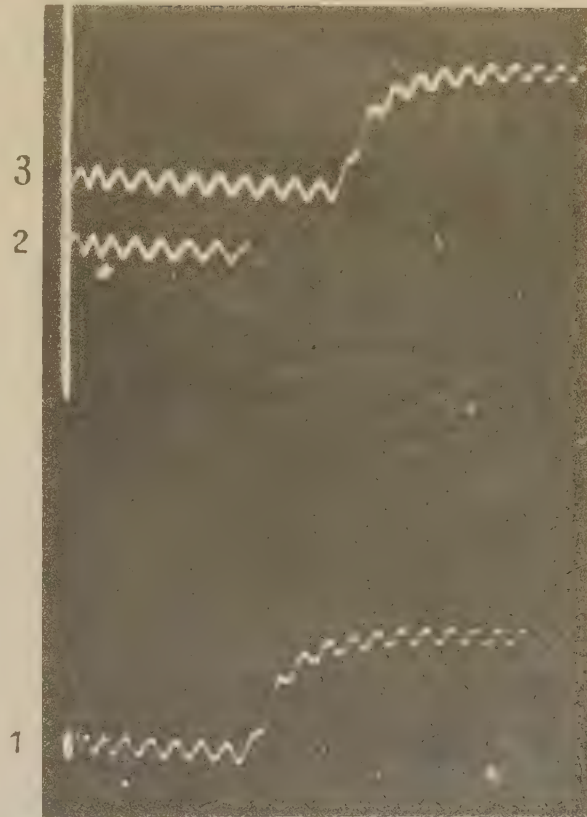
Le tube cathodique est normalement bloqué par une polarisation négative entre la grille Wehnelt et la cathode. L'impulsion de coïncidence C_1C_2 provoque le déblocage du tube cathodique, ainsi que le déclenchement du balayage horizontal. Lorsque l'un des compteurs A est déchargé, un signal positif est appliqué sur la cathode du tube, annulant ainsi, avec un léger retard, l'effet de déblocage de la coïncidence C_1C_2 . Les impulsions du compteur B, auxquelles on fait subir un retard fixe, sont appliquées sur l'une des plaques de déflexion verticale, l'autre plaque étant reliée en permanence à un générateur de tension sinusoïdale pour l'étalonnage de la base de temps.

un signal positif est appliqué à la cathode du tube, annulant ainsi l'effet de déblocage du wehnelt par la coïncidence $C_1 C_2$.

L'une des plaques du tube cathodique reçoit les impulsions de B, préalablement retardées au moyen d'une ligne à retard, tandis que l'autre plaque est reliée en permanence à un générateur de tension sinusoïdale fonctionnant sur 10 MHz, dont la trace permet la mesure précise de la vitesse de balayage du spot sur chaque oscillogramme (figure 7).

Tous les circuits utilisés possèdent un temps de montée inférieur à 0,1 μ s, de sorte que les fronts des impulsions sont reproduits de façon fidèle.

Les 4 circuits MF de mise en forme ont un seuil de sensibilité de $1 \pm 0,1$ V. Ils délivrent des signaux dont le front avant a une pente de 300 V par μ s. Le circuit de coïncidence comporte essentiellement deux diodes à cristaux, suivies d'un discriminateur. Le circuit de balayage horizontal du tube cathodique est incorporé dans un oscillographe à balayage déclenché. Avec le tube cathodique utilisé, la vitesse maximum du balayage pouvant être enregistrée est égale à $5 \cdot 10^6$ cm/s, soit 0,5 mm en 10^{-8} s.



- Fig. 7 -

Oscillogrammes d'impulsions du compteur B et du signal de référence.

L'oscillogramme 1 montre le signal de référence obtenu en remplaçant les impulsions des trois compteurs C_1 , C_2 et B par trois impulsions synchrones. Le point de départ de l'impulsion de référence donne l'origine, à partir de laquelle on mesure les retards T du compteur étudié. Le tracé sinusoïdal est obtenu en appliquant une tension de fréquence égale à 10 MHz sur l'une des plaques de déflexion verticale. L'oscillogramme 2 montre l'action d'anticoïncidence des compteurs A par l'effacement du tracé. L'oscillogramme 3 montre le signal provenant du compteur B et qui présente un retard de 0,4 μ s par rapport à l'origine des temps obtenu sur l'oscillogramme 1. Le trait continu vertical, que l'on voit à gauche, est provoqué par la faible luminosité du spot au repos.

L'action d'anticoïncidence des compteurs A se produit avec un léger retard, dû à la capacité des 4 compteurs mis en parallèle, de sorte que, avant que l'impulsion d'anticoïncidence ne fasse subir son effet, le début du balayage demeure visible pendant 0,1 μ s environ ; ce retard permet ainsi de contrôler aisément l'efficacité du dispositif anti-gerbes (voir courbe 2 fig. 7).

Les caractéristiques des compteurs utilisés sont données dans le Tableau I.

TABLEAU I

Caractéristiques des compteurs utilisés.

Compteur	Diamètre int. cathode (mm)	Diamètre anode (mm)	Longueur utile (cm)	Gaz de remplissage	Pression (cm.Hg)	Seuil (volts)
A	23	0,1	40	{alcool 2 p. cent {argon 1 p. cent {hélium 97 p. cent	62	1150 $\pm$ 30
B	48	0,1	25	{alcool 10 p. cent {argon 90 p. cent	10	1050
C ₁	12	0,1	25	{alcool 25 p. cent {argon 75 p. cent	13,5	1180
C ₂	12	0,1	25	{alcool 25 p. cent {argon 75 p. cent	13,5	1160

C - Précision des mesures -

Les erreurs introduites dans les mesures sont de deux ordres, liées les unes au dispositif de mesure, les autres au fonctionnement des compteurs G.M. du télescope.

Les premières sont dues soit à des retards inhérents aux circuits de transmission des impulsions, soit à l'imprécision de l'enregistrement photographique.

1) Les fluctuations des retards provenant des circuits sont provoquées par les fluctuations des seuils des circuits déclenchés et par les fluctuations des pentes des fronts des impulsions. Nous avons pu évaluer l'ordre de grandeur de ces effets par des photographies d'oscillogrammes des différentes formes d'impulsions. En outre, on a mesuré directement la différence θ des retards parasites que les circuits introduisent dans la transmission des deux séries d'impulsions provenant l'une des compteurs en coïncidence C₁ et C₂ et l'autre du compteur B. Il suffit pour cela de remplacer les compteurs B, C₁ et C₂ par 3 générateurs d'impulsions rigoureusement synchrones de formes convenables. Des enregistrements effectués à plusieurs reprises pendant 8 heures consécutives ont montré que la valeur de θ était restée constante et égale à 75.10^{-8} s, aux erreurs de lecture près (fig. 7). Cependant, comme une erreur sur θ se reporte intégralement sur la valeur mesurée de T, on a tenu à avoir un contrôle permanent de θ en remplaçant au cours des enregistrements les impulsions des compteurs par les impulsions synchrones mentionnées plus haut.

2) Les performances du dispositif sont limitées par l'imprécision de l'enre-

gistrement photographique, qui ne permet pas d'apprécier des intervalles de temps inférieurs à 10^{-8} s.

En ce qui concerne les erreurs introduites dans les mesures par les compteurs C_1 et C_2 , on a cherché à les réduire :

- en utilisant pour C_1 et C_2 des compteurs de faible diamètre (12 mm), fonctionnant avec la surtension V_s la plus élevée possible, soit $V_s = 150$ V,

- en limitant le volume utile de ces compteurs à une tranche de 3 mm de part et d'autre du fil central.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Les mesures des retards du compteur B ont été effectuées pour des valeurs de V_s comprises entre 50 et 200 volts, ainsi que pour 4 valeurs (0 - 0,5 - 1 - 1,9 cm) de la distance entre le fil du compteur et le plan médian du télescope. L'ensemble des résultats obtenus est réuni dans la figure 8. Chaque diagramme de cette figure donne, en fonction de T, la distribution relative des retards observés

$$y(T) = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\Delta n(T)}{\Delta T}, \quad (4)$$

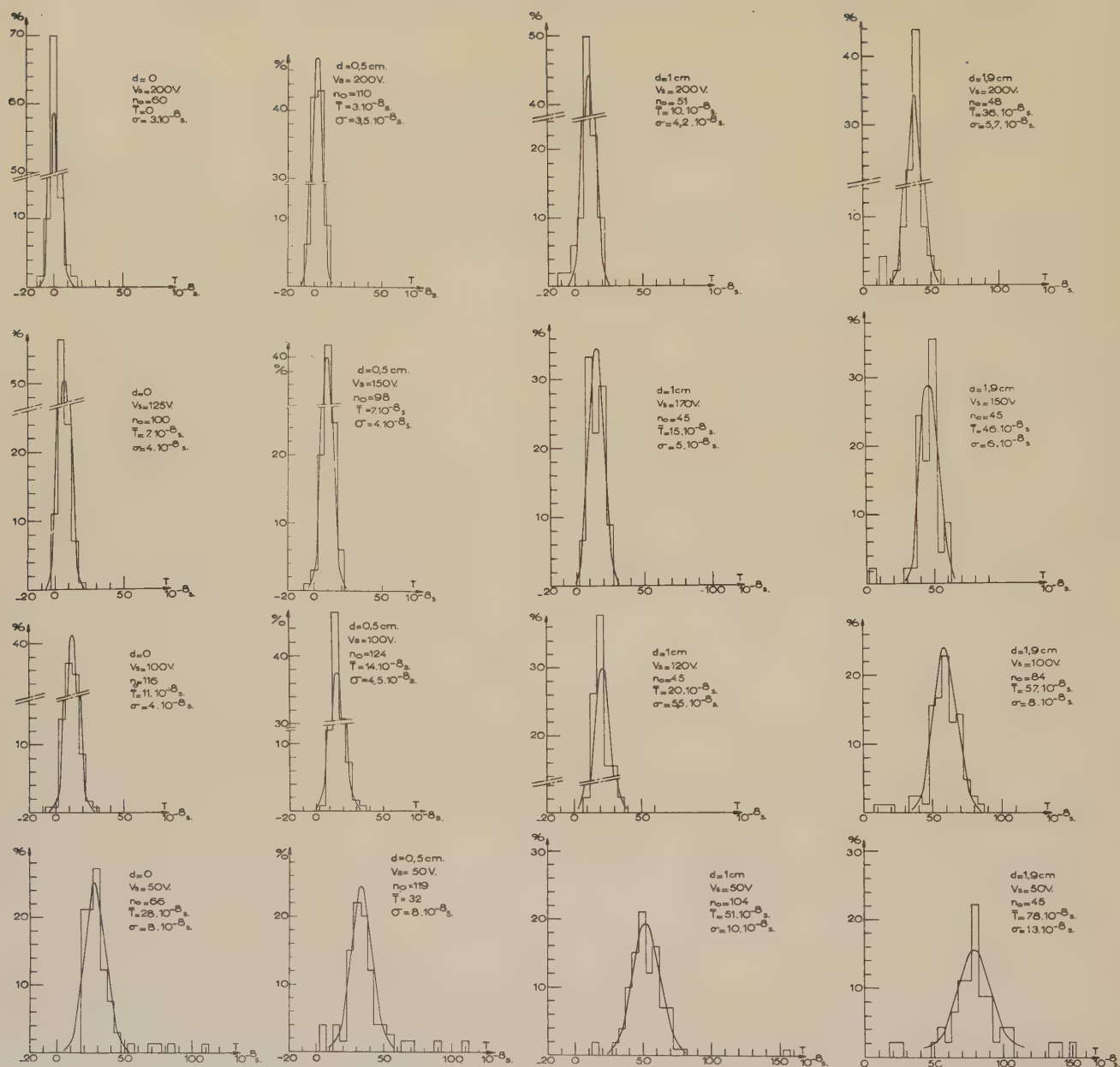
où n_0 représente le nombre total d'événements enregistrés, ΔT l'intervalle de temps choisi ($5 \cdot 10^{-8}$ s) et $\Delta n(T)$ le nombre d'événements dont le retard est compris entre $T - \frac{\Delta T}{2}$ et $T + \frac{\Delta T}{2}$. Chacune de ces distributions peut être représentée par une courbe de Gauss dont l'écart quadratique moyen est égal à σ , et la valeur moyenne à $\bar{T}$, toutes ces données étant indiquées dans chaque distribution de la figure 8. La figure 9 représente les valeurs moyennes $\bar{T}$ en fonction de V_s , avec d comme paramètre, tandis que la figure 10 donne σ en fonction des mêmes grandeurs.

Le temps T_a a été déterminé au cours de la mesure déjà mentionnée, où l'on a remplacé le compteur B par un scintillateur en plastique. La distribution relative $y(T_a)$ des retards est donnée dans la figure 11. On constate que les temps T_a sont négatifs, ce qui indique une avance des réponses du photomultiplicateur par rapport à celles du télescope $C_1 C_2$. Nous ne tiendrons pas compte des fluctuations de T_a et nous adopterons $T_a = -7 \cdot 10^{-8}$ s. (fig. 12).

V - INTERPRETATION ET DISCUSSION DES RESULTATS -

Rappelons que, conformément à la relation (3), le temps T directement mesuré est la résultante des temps partiels suivants :

1°- le temps de latence T_l proprement dit,



- Fig. 8 -

Résultats expérimentaux.

Chaque diagramme représente, pour une surtension V_s et une distance d , le nombre relatif des décharges dont le retard est compris entre $T - \frac{\Delta T}{2}$ et $T + \frac{\Delta T}{2}$ (où $\Delta T = 5.10^{-8}$ s), en fonction du retard T . La courbe continue est la courbe de Gauss la plus voisine de la distribution expérimentale, n_0 étant égal au nombre total d'événements observés, $\bar{T}$ à la valeur moyenne déduite de la distribution et σ à l'écart standard.

2°- le temps T_q , qui dépend de la pente initiale de l'impulsion ainsi que de la sensibilité du circuit associé au compteur B.

3°- le retard absolu T_a de l'impulsion $C_1 C_2$ par rapport au temps de passage de la particule cosmique.

A - Expression de T_ℓ -

Le temps T_ℓ peut être exprimé en fonction de la tension V appliquée au compteur, si l'on admet que la vitesse de migration w d'un électron libéré au sein du compteur à une distance r de son axe ⁽¹⁾ est de la forme :

$$w = \frac{dr}{dt} = kE^\gamma, \quad (5)$$

où :

$E = \frac{V}{r \log \frac{b}{a}}$ représente le champ électrique à la distance r ,

k la mobilité électronique à la pression considérée,

γ une constante dont la valeur varie, suivant les auteurs, de 0,5 à 1, $\left[2 \right]$, $\left[6 \right]$, $\left[7 \right]$.

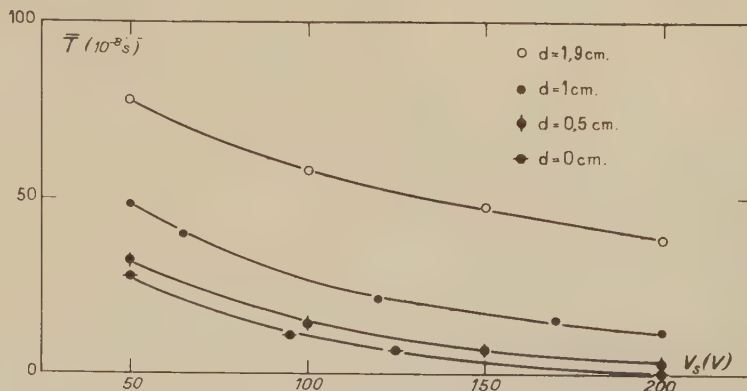
On obtient T_ℓ par intégration de (5) entre les limites r et a :

$$T_\ell = (r^{\gamma+1} - a^{\gamma+1}) \frac{1}{(\gamma+1)k} \left[\frac{\log \frac{b}{a}}{V} \right]^\gamma \quad (6)$$

B - Expression de T_q -

En ce qui concerne le temps T_q , qui est évidemment indépendant de r , il est déterminé, pour une sensibilité v_m donnée du circuit, par la surtension $V_s = V - V_0$ au-dessus du seuil V_0 du compteur.

Dans le cas actuel, la sensibilité v_m est égale à 0,4 V, de sorte qu'elle repré-



- Fig. 9 -

Retard moyen $\bar{T}(r, V_s) = \bar{T}_\ell(r, V_s) + \bar{T}_q(V) - 7 \cdot 10^{-8} s$ tracé, en fonction de $V_s = V - V_0$, pour quatre valeurs de la distance d .

⁽¹⁾ On suppose que l'électron est libéré en dehors de la région du compteur où a lieu la multiplication et qui intéresse une très faible portion du volume du compteur.

sente une faible fraction de l'amplitude totale de l'impulsion du compteur. On peut admettre dans ces conditions que cette portion de l'impulsion varie, en première approximation, linéairement avec le temps et que la pente correspondante est proportionnelle à la surtension V_s . On a alors

$$T_q = \frac{Q}{V_s} \quad , \quad (7)$$

où Q est une constante qui dépend du compteur et de la sensibilité v_m . Dans le cas où $d = 0$, on peut négliger T_l par rapport à T_q , de sorte que la courbe de T tracée en fonction de $\frac{1}{V_s}$ devient une droite (fig. 11), qui permet la détermination de la constante Q .

C - Signification de T_a -

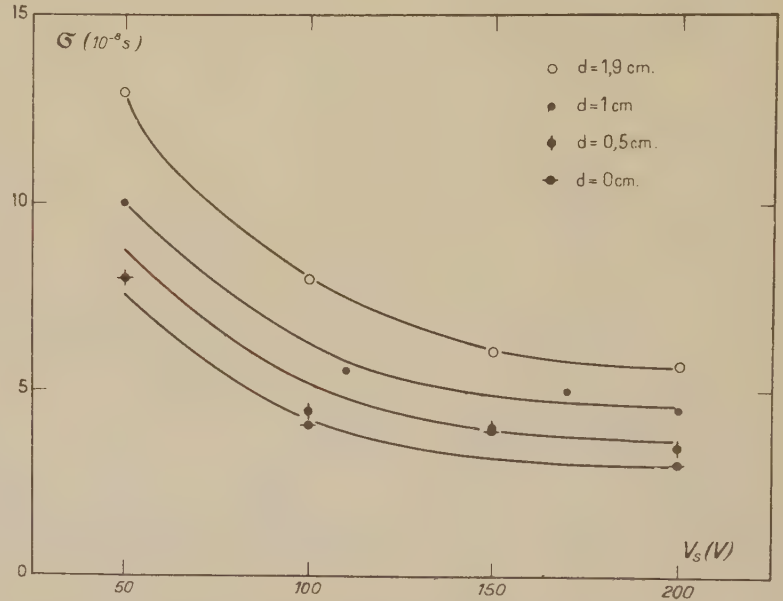
Le temps T_a est la somme du temps de latence du compteur C_1 ou C_2 et du temps de montée de l'impulsion de coïncidence $C_1 C_2$. Si l'on tient compte des valeurs de la mobilité k des électrons indiquée plus loin, on trouve que le temps de latence

correspondant à des particules sélectionnées par le télescope, c'est-à-dire passant à moins de 3 mm de l'axe des compteurs $C_1 C_2$, est seulement de l'ordre de 10^{-8} s; cette valeur est obtenue dans l'hypothèse la moins favorable de $\gamma = 0$, valable dans la région considérée des compteurs. Il en résulte que la valeur indiquée (voir fig. 12.) de $T_a = 7.10^{-8}$ s est due presque entièrement à la valeur du seuil du circuit associé. On peut affirmer, par conséquent, qu'en diminuant la valeur de ce seuil on pourrait réduire T_a jusqu'à une valeur voisine de 10^{-8} s.

D - Evaluation de γ et de k -

En tenant compte des expressions précédentes de T_l et de T_q , on trouve

$$T(r, V) = (r^{\gamma+1} - a^{\gamma+1}) \cdot \frac{1}{(\gamma+1)k} \cdot \left[\frac{\log \frac{b}{a}}{V} \right]^{\gamma} + \frac{Q}{V_s} - 7.10^{-8} \text{ s.} \quad (8)$$



- Fig. 10 -

Variations de l'écart quadratique moyen de la distribution des retards T (fig. 8), en fonction de la surtension V_s et pour quatre valeurs de d .

Désignons par r_0 , r_1 , r_2 et r_3 les valeurs moyennes de r dans les cas où l'on a respectivement $d = 0 - 0,5 - 1 - 1,9$ cm.

Un calcul approché montre que $r_0 = \frac{r_{0\text{ max}}}{3} = 0,17$ cm, $r_1 = 0,5$ cm, $r_2 = 1$ cm et $r_3 = 1,9$ cm. Ces valeurs ne sont valables que si l'ionisation spécifique des particules cosmiques sélectionnées est supérieure à environ 5 paires d'ions par centimètre de parcours dans le compteur.

En formant la différence $T(r_i, V) - T(r_0, V)$, où $i = 1, 2$ ou 3 , on obtient

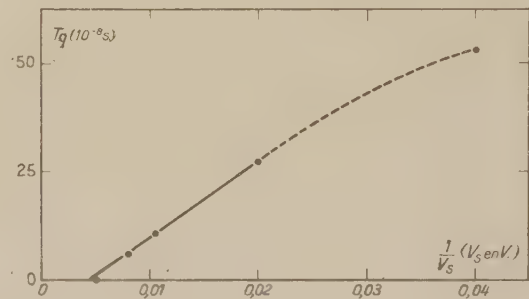
$$\Delta T_i(V) = T(r_i, V) - T(r_0, V) = \frac{A}{V^\gamma} \cdot r_i^{\gamma+1} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^{\gamma+1} \right], \quad (9)$$

où $A = \frac{1}{k(\gamma+1)} \left(\log \frac{b}{a} \right)^\gamma$. En négligeant $\left(\frac{r_0}{r_i} \right)^{\gamma+1}$ devant 1,

$$\Delta T_i(V) = \frac{A}{V^\gamma} r_i^{\gamma+1} \quad (9')$$

On peut rapprocher cette expression de ΔT_i de la relation (6) donnant l'expression de T_l ; on vérifie que l'on a sensiblement $\Delta T_i = T_l$, ce qui permet, à partir des courbes de la figure 8, de connaître le temps de latence correspondant à $d = 0,5$ cm, $d = 1$ cm et $d = 1,9$ cm.

Si l'on trace $\log \Delta T_i$ en fonction de $\log r_i$, on trouve pour différentes valeurs de V le réseau de droites de la figure 13, valables pour $V = 100, 150, 200, 250$ V et dont la pente est égale à $(\gamma + 1)$. En raison de la dispersion de ces résultats, il est impossible de dire si γ est une constante indépendante de E . On peut cependant affirmer que l'ensemble des résultats obtenus est compatible avec une valeur unique de γ , égale à 1, valable dans le domaine du compteur $0,5 < d < 1,9$ cm pour lequel $0,9 < \frac{E}{p} < 4$, où E exprimé en volts.cm⁻¹ et p en mm.Hg. En portant la valeur de γ dans la relation (9), on obtient les valeurs de k rassemblées dans le tableau 2.



- Fig 1. -

Influence de la surtension V_s sur la valeur du retard T_q .

Dans le cas où $d = 0$, on a $\bar{T}(r_0, V) = \bar{T}_q(V) - 7,10^{-8}$ s. La courbe montre $\bar{T}_q$ en fonction de V . La pente de la région linéaire de la courbe donne la valeur de la constante Q de l'équation (7). L'existence de cette région linéaire confirme l'hypothèse faite sur la forme de l'impulsion de Geiger. On constate une courbure pour les valeurs de V correspondant à de faibles surtensions. Dans cette région, le coefficient Q ne peut être considéré comme constant; la pente du front de l'impulsion de Geiger n'est pas proportionnelle à la surtension.

Les deux premières colonnes du tableau correspondent au cas de $\frac{E}{p}$ compris entre 0,9 et 2 V/cm. mm Hg. La valeur moyenne de k est trouvée égale à $21\,600 \pm 2\,100$, en bon accord avec les résultats des auteurs cités qui admettent $k = 15\,700 \pm 5$ pour

cent [19] , $k = 25\,000$ [22] . Les résultats de la troisième colonne du tableau 2 sem-

TABLEAU II

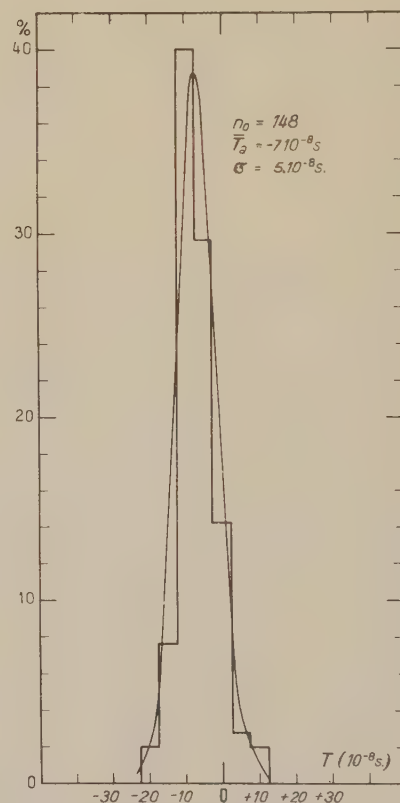
Valeurs de la mobilité électronique k .

$V_s \backslash d$	1,9 cm	1 cm	0,5 cm
200 volts	23 200	28 100	18 400
150 "	19 200	21 100	17 700
100 "	19 000	18 900	13 800
Valeur moyenne de k .	21 600 $\pm$ 2 100		

blent nettement plus faibles. Cependant, la précision des mesures est, elle aussi, beaucoup plus réduite (en effet, pour $d = 0,5$ cm, ΔT_1 est voisin de la précision des mesures, de sorte qu'on ne peut affirmer avec certitude si l'on a affaire à une diminution sensible de k . Si l'on admet les valeurs indiquées, on constate un bon accord avec LOEB [23] qui prévoit $k \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$. Quoi qu'il en soit, les résultats de la figure 8, qui permettent la vérification de la loi $w = kE$ jusque pour $\frac{E}{p} = 4$, sont difficilement compatibles avec ceux de ALBERIGI QUARANTA et al. [20] et HEIRTZLER [17], qui admettent ce résultat jusqu'à $\frac{E}{p} \approx 1,5$, valeur à partir de laquelle la vitesse w devient constante. Ces auteurs ont utilisé des compteurs analogues aux nôtres, quoique la pureté du gaz soit très certainement différente. En particulier, nous avons utilisé, pour notre remplissage, de l'argon commercial qui contient certainement de l'ordre de 1 pour cent d'azote.

D'après nos résultats, et si l'on admet $w = \text{constante}$ pour $\frac{E}{p} > 4$, on constate un bon accord avec les valeurs de $T(r_1, V)$ et $T(r_0, V)$. On obtient :

$$w = 21\,600 \cdot 400 = 8,6 \cdot 10^6 \text{ cm/s.}$$



- Fig. 12 -

Distribution des retards observés en remplaçant le compteur B par un scintillateur.

Le photomultiplicateur est déclenché en avance par rapport à la coïncidence $C_1 C_2$ d'un temps égal en moyenne à $-T_0 = 7 \cdot 10^{-8}$ s. Les symboles de la figure sont les mêmes que ceux de la figure 8.

soit le temps de transit

$$t = \frac{d}{w} = \frac{0,5}{8,6 \cdot 10^6} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ s},$$

alors qu'on trouve expérimentalement (fig. 9)

$$t = T(r_1, V) - T(r_0, V) \simeq 3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

c'est-à-dire une valeur voisine. La précision sur cette différence n'est cependant pas suffisante pour en tirer d'autres conclusions.

E - Retards anormaux -

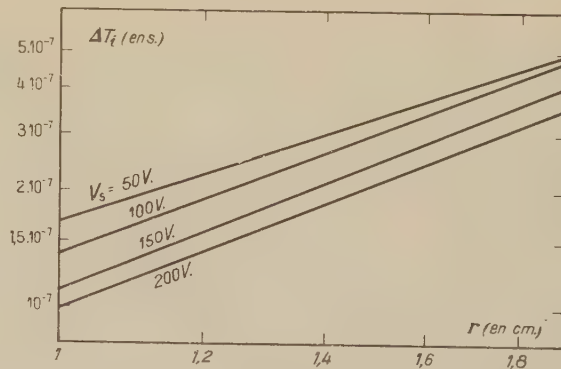
Il résulte de l'examen des courbes de la figure 10, que les fluctuations du retard global sont d'autant plus accusées que la surtension V_s est plus réduite et que la trajectoire de la particule ionisante passe à une distance plus grande de l'axe des compteurs.

Un fait particulier mérite d'être relevé ici : lorsque la surtension V_s est inférieure à une centaine de volts, on constate qu'une fraction - d'ailleurs faible - des impulsions présente des retards dépassant plusieurs fois l'écart quadratique moyen σ , donc des retards tout à fait anormaux. Ceux-ci disparaissent complètement pour des surtensions de $V_s > 100 \text{ V}$. Certains d'entre eux peuvent s'expliquer par des impulsions tombant dans le temps mort d'une impulsion précédente, et présentant de ce fait une amplitude et une pente initiale réduites ; mais le phénomène demeure jusqu'ici inexpliqué dans son ensemble. Ces retards aberrants pourraient aussi provenir des fluctuations exceptionnelles du temps de montée de l'impulsion, plutôt que de celles du temps de latence, car ils se manifestent aussi bien pour $d = 0$ que pour $d = 1,9 \text{ cm}$.

Quelle que soit leur origine, l'existence même de ces retards impose une vigilance toute particulière quant au choix des compteurs et quant aux conditions de leur utilisation dans toutes les expériences destinées à mettre en évidence, entre différents phénomènes, des retards du même ordre que les retards anormaux en question.

VI - UTILISATION DES COMPTEURS G.M. DANS LES CIRCUITS DE COINCIDENCE -

Les résultats indiqués permettent la détermination du temps de résolution minimum



- Fig. 13 -

$\log [T(r_1, V) - T(r_0, V)]$ en fonction de r , avec V comme paramètre.

pour un dispositif à coïncidence comportant plusieurs compteurs G.M. de remplissage identique à celui du compteur étudié. Nous envisageons plus particulièrement, dans ce qui suit, le cas d'un circuit à coïncidence double alimenté par deux compteurs fonctionnant avec la même surtension V_s au-dessus du seuil V_0 .

1°- Examinons tout d'abord le cas simple où la trajectoire de la particule à détecter traverse les deux compteurs à la même distance de fil central. C'est le cas de deux compteurs parallèles soumis à un faisceau de particules dont les trajectoires sont parallèles au plan des deux fils. Pour chaque distance d , le temps de résolution τ du circuit de coïncidence n'est limité que par les fluctuations du retard dans chaque compteur, puisque $\bar{T}$ est égal pour chacun des deux compteurs. Si la particule passe au voisinage de la cathode, les fluctuations seront les plus importantes (voir fig. 10). C'est donc ce cas qui fixe la valeur minimum τ_1 adoptée pour τ . On a donc $\tau_1 = 2 h \sigma_C$ où σ_C est l'écart quadratique moyen pour $d =$ rayon de la cathode et pour la surtension V_s adoptée ; h est un facteur de proportionnalité qui, pour une perte d'efficacité du circuit de coïncidence de 0,5 pour cent, est égal à 2. On a donc alors $\tau_1 = 4 \sigma_C$.

2°- Cependant, en général, les deux compteurs sont traversés à des distances différentes de l'axe par la même particule. S'il en est ainsi, le temps de résolution minimum τ_2 dépendra non seulement des fluctuations du retard T dans chaque compteur, mais aussi de la différence des valeurs moyennes $\bar{T}$. La trajectoire la plus défavorable passe au voisinage du fil dans l'un des compteurs et près de la cathode dans le second. Pour sélectionner une telle particule, le temps de résolution du circuit de coïncidence devra être

$$\tau_2 = (\bar{T}_C + h \sigma_C) - (\bar{T}_A - h \sigma_A)$$

où $\bar{T}_C$, $\bar{T}_A$, σ_C , σ_A sont les valeurs de $\bar{T}$ et σ respectivement à la cathode et à l'anode des compteurs et où h a été défini plus haut.

3°- Le tableau 3 donne les valeurs de τ_2 pour des compteurs de 1 cm, 2 cm et 3,8 cm de diamètre et pour des surtensions $V_s \geq 100$ V. Ces valeurs ne sont valables que si l'on utilise pour chaque compteur un circuit de détection dont la sensibilité est égale ou supérieure à $v_m = 0,4$ V. On n'a pas tenu compte dans les valeurs indiquées du fait que le temps de montée de l'impulsion varie avec le rapport $\frac{\text{rayon de cathode}}{\text{rayon de l'anode}}$, de sorte que les valeurs de τ_2 pour $b = 2$ cm et $d = 1$ cm sont données par excès.

Lorsqu'on suppose T_q négligeable, le seul retard est dû au temps de latence T_l . Les temps de résolution correspondant ne sont atteints que lorsqu'on utilise un amplificateur dont la sensibilité est suffisante (quelques centièmes de volts) et le temps de réponse suffisamment court (de l'ordre de 10^{-8} s).

MANDEVILLE et SCHERB [24] ont utilisé un circuit dont le temps de résolution était de 3.10^{-8} s environ en sélectionnant des particules β longeant le fil du compteur à une très faible distance. La décharge dans le compteur est alors engendrée ins-

TABLEAU III

Valeurs du temps de résolution τ_2 utilisable avec
deux compteurs G.M. en coïncidence.

Les valeurs de τ_2 sont données pour une sensibilité $v_m = 0,4$ du circuit de coïncidence.

	- Diamètre des Compteurs -		
	1 cm	2 cm	3, 8 cm
$V_s = 100 \text{ V}$	$2,3.10^{-7} \text{ s}$	$3,1.10^{-7} \text{ s}$	$7,2.10^{-7} \text{ s}$
$V_s = 150 \text{ V}$	$1,9.10^{-7} \text{ s}$	$2,9.10^{-7} \text{ s}$	$6,1.10^{-7} \text{ s}$
$V_s = 200 \text{ V}$	$1,6.10^{-7} \text{ s}$	$2,6.10^{-7} \text{ s}$	$5,3.10^{-7} \text{ s}$

stantanément sur toute la longueur du fil, et le temps de montée de l'impulsion est extrêmement bref [25]. Des temps de résolution inférieurs à 10^{-7} s sont des valeurs cependant très difficilement atteintes lorsque l'on a plusieurs compteurs en coïncidence, car la complexité et le nombre élevé de circuits diminuent considérablement l'intérêt des compteurs G.M. La technique actuelle a recours dans ce type de montage à des détecteurs à scintillation, quoique les surfaces sensibles soient notablement plus faibles.

- C H A P I T R E I I -

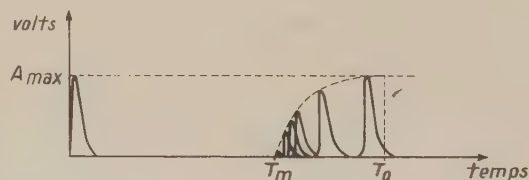
MOUVEMENT DES IONS POSITIFS - TEMPS MORT

I - On sait que, une fois déchargé, un compteur G.M. ne peut fournir une impulsion d'amplitude suffisamment élevée pour être détectée qu'au bout d'un certain temps T_m appelé temps mort. Celui-ci entraîne une perte de comptage d'autant plus grande que la fréquence moyenne des particules qui traversent le compteur est plus élevée. Le problème a retenu l'attention des utilisateurs chaque fois que les sources à mesurer étaient d'une intensité élevée, ou qu'il s'agissait de faire des mesures d'une précision relativement grande. Il a fait l'objet de nombreux travaux [12], [13], [26] à [38], qui portaient, d'une part, sur les méthodes de détermination de ce temps mort et, d'autre part, sur les moyens de la réduire. Dans le cas des compteurs à auto-extinction, une interprétation satisfaisante des phénomènes qui sont à l'origine du temps mort a été donnée par la théorie de la propagation de la décharge en gaine le long du fil du compteur [39] [40].

Plusieurs méthodes expérimentales ont été proposées pour mesurer T_m . Elles peuvent être classées en trois catégories :

- 1°- la méthode oscillographique ;
- 2°- la méthode du flux variable de particules ;
- 3°- les méthodes basées sur la mesure des intervalles de temps séparant les impulsions du compteur, telles que, par exemple, la méthode des coïncidences retardées.

La méthode de la première catégorie consiste à déclencher le balayage d'un oscillographe par une impulsion d'amplitude voisine de l'amplitude maximum A_{max} et à observer sur l'écran du tube cathodique le diagramme des impulsions qui la suivent. L'oscillogramme obtenu est représenté par la figure 14. On constate que ce n'est qu'au bout d'un certain temps, qui représente le temps mort, que les impulsions d'amplitude très réduite commencent à apparaître. Cette amplitude augmente ensuite progressivement pour atteindre la valeur A_{max} au bout d'un temps appelé temps de restitution. Cette méthode a servi à montrer l'existence de T_m et fut utilisée par STEVER [12] et DEN HARTOG [13] indépendamment.



- Fig. 14 -

Reproduction schématique d'un oscillogramme obtenue par la méthode de STEVER.

L'oscillographe cathodique est déclenché par des impulsions d'amplitude voisine de l'amplitude maximum A_{max} . T_m représente le temps mort et T_0 le temps de restitution du compteur.

Les méthodes appartenant à la deuxième catégorie consistent à déterminer les pertes de comptage, lorsqu'on passe d'un flux de particules suffisamment faible pour que ces pertes demeurent négligeables à des flux crois-

sant dans un rapport connu. On peut avoir recours dans ce but :

- a) à une source placée à une distance variable ;
- b) à l'emploi de plusieurs sources faibles ;
- c) à l'absorption d'un rayonnement homogène dans un écran d'épaisseur variable ;
- d) à une source de période courte, inférieure, par exemple, à 1 h.

Le principe de la méthode des coïncidences retardées, utilisées par CURRAN et RAE [29], consiste à mesurer les coïncidences entre une impulsion quelconque et une impulsion antérieure, à laquelle on a imposé un retard approprié : on vérifie qu'aucune coïncidence n'apparaît, tant que ce retard reste inférieur au temps mort T_m du compteur. Cette méthode, qui donne la distribution des intervalles de temps séparant deux impulsions, permet, de plus, d'étudier les impulsions parasites résultant de l'émission secondaire des électrons, émission provoquée principalement par l'impact des ions positifs sur la paroi du compteur. Elle conduit, en outre, par rapport aux autres méthodes, à une réduction sensible du temps nécessaire pour effectuer la détermination de T_m . Ces raisons ont amené à mettre au point un dispositif basé sur ce principe.

II - PRINCIPE DE LA METHODE DES COINCIDENCES RETARDEES -

A - Principe de la méthode.

La théorie simplifiée de la méthode peut être déduite des considérations suivantes :

- soient n et n_o , respectivement, la fréquence moyenne des impulsions que l'on mesure réellement et la fréquence que l'on aurait observée, si l'on avait $T_m = 0$.

La perte de comptage qu'entraîne, en fait, l'existence d'un temps mort fini, est égale, en moyenne, à $T_m n_o$ par impulsion observée, soit à $T_m n_o n$ par unité de temps, de sorte que l'on a

$$n = n_o - T_m n_o n \quad (12)$$

$$n = \frac{n_o}{1 + T_m n_o} \quad (13)$$

Les impulsions retardées sont obtenues par dérivation du signal rectangulaire (fig. 15) de durée T_r , qu'elles déclenchent dans un circuit approprié, décrit plus loin. Or, comme ce circuit introduit un nouveau temps mort artificiel T_r , la fréquence n_r des impulsions retardées, pour $T_r > T_m$, s'obtient en suivant le même raisonnement que précédemment. On trouve ainsi que, pour $T_r > T_m$

$$n_r = \frac{n_o}{1 + n_o T_r} = \frac{n}{1 + n (T_r - T_m)} \quad (14)$$

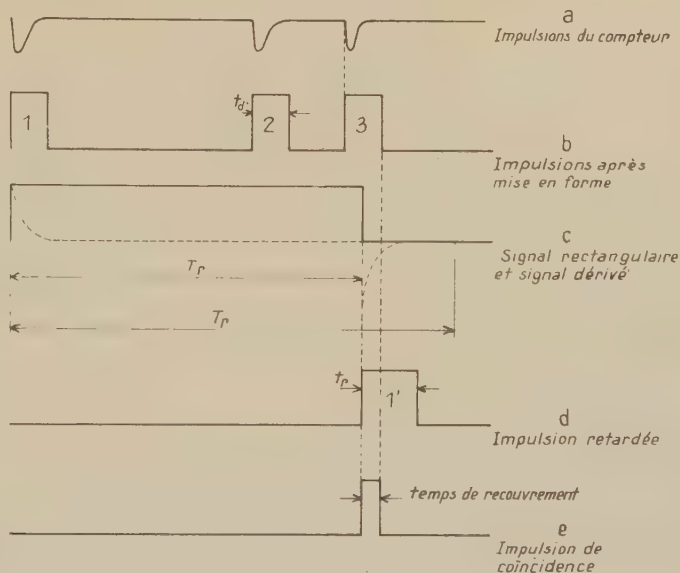
tandis que pour $T_r < T_m$, on a évidemment

$$n = n_r \quad (14')$$

Les deux suites d'impulsions, directes et retardées, sont envoyées dans un circuit de coïncidence dont le temps de résolution est approximativement égal à la somme des durées t_d et t_r des impulsions appartenant respectivement aux deux suites. On n'observe naturellement aucune coïncidence, tant que $T_r < T_m$. Elles apparaissent, dès que T_r devient égal à T_m , ce qui permet de déterminer cette dernière grandeur avec précision dans un temps relativement bref.

Si aucun effet parasite systématique ne venait perturber la distribution quasi-statistique des deux suites d'impulsions, et si on choisit des valeurs de n relativement faibles ($n \leq 10\,000$ impulsions / mn), la fréquence moyenne n_c des coïncidences en fonction de T_r , pour $T_r > T_m$ se réduirait à la fréquence des coïncidences fortuites⁽¹⁾, soit à

$$n_c = nn_r (t_d + t_r) = \frac{n^2}{1 + n (T_r - T_m)} (t_d + t_r) \quad (15)$$



- Fig. 15 -

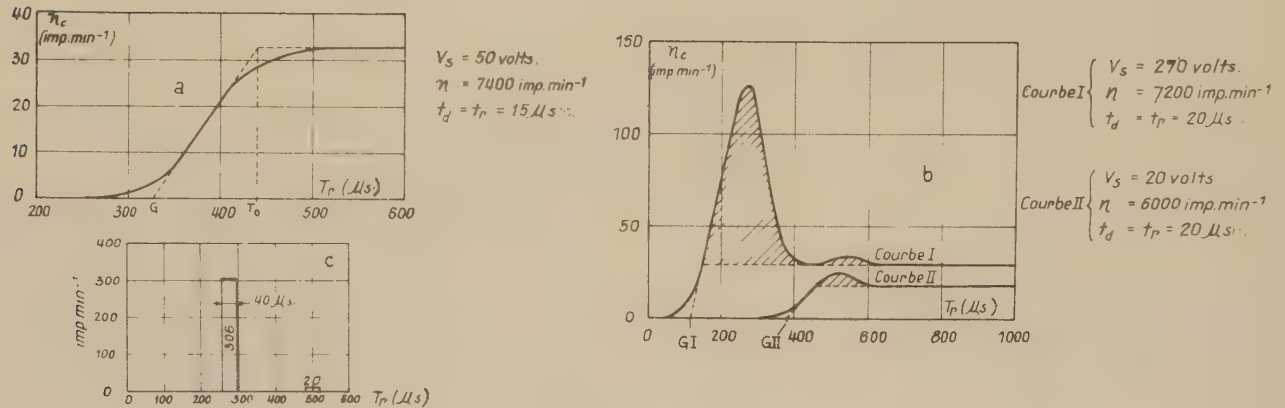
Forme des impulsions en divers points du circuit à coïncidences retardées.

- a) Impulsions sur le fil du compteur.
- b) Impulsions de durée t_d après mise en forme par le circuit B.
- c) Signal rectangulaire de durée T_r , déclenché par l'impulsion 1. La courbe en pointillés représente le signal dérivé du précédent. On a figuré, de plus, le temps d'insensibilité T_r' du circuit de retard D.
- d) Impulsion retardée, de durée t_r , obtenue à partir de la seconde impulsion du signal dérivé. Les impulsions 2 et 3 ne peuvent donner lieu à une telle impulsion retardée, puisqu'elles tombent dans le temps d'insensibilité T_r' du circuit D.
- e) Impulsion de coïncidence de durée égale au temps de recouvrement des impulsions 1 et 1'.

(1) On rappelle que la formule approchée $n_c = n_1 n_2 \Delta t$, donnant le taux de coïncidences fortuites n_c en fonction des fréquences moyennes n_1 et n_2 de deux suites d'impulsions en coïncidence, ne s'applique que lorsque ces impulsions, indépendantes les unes des autres, sont distribuées au hasard dans le temps. En général, le temps de résolution Δt dépend à la fois des caractéristiques électriques du circuit et de la durée des impulsions, mais, dans le circuit décrit, il ne dépend que de celle-ci. Que représente Δt ? Si l'on fixe l'observateur par rapport à l'une des impulsions de la série 1, l'une des impulsions de la suite 2 ne sera enregistrée que si elle débute un temps inférieur à t_2 avant l'impulsion de référence, ou un temps inférieur à t_1 après. Δt est égal à $t_1 + t_2$, où t_1 et t_2 sont les durées respectives des impulsions dans les suites 1 et 2.

et aurait l'allure de la courbe représentée par la figure 16 a.

Par contre, des impulsions parasites, telles que les impulsions secondaires provoquées par l'impact des ions positifs contre la cathode du compteur, se traduisent



- Fig. 16a - 16b - 16c -

Courbes des coïncidences retardées avec un compteur neuf et avec un compteur usagé.

a) Compteur neuf ; b) Compteur ayant déjà fourni environ $5 \cdot 10^8$ impulsions. Les deux courbes de cette figure correspondent à deux surtensions différentes. Le temps mort est déterminé par l'abscisse du point G, obtenu par extrapolation, jusqu'à l'axe des T_r , de la partie linéaire du début de la courbe.

L'effet dû aux impulsions parasites est proportionnel à la surface hachurée comprise entre la courbe I et la courbe en pointillés qui représente les coïncidences fortuites. c) Courbes normalisées du taux de coïncidence parasite en fonction du retard. Les surfaces des rectangles, égales respectivement aux surfaces hachurées de la courbe I figure 3b, ont pour base commune le temps de résolution $t_d + t_r$ du circuit de coïncidence C.

par l'apparition d'une série de maxima équidistants (fig. 16b), l'abscisse du premier donnant la valeur du temps de balayage T_0 des ions. La valeur de T_0 représente ainsi le temps de restitution du compteur, c'est-à-dire l'intervalle de temps minimum qui sépare deux impulsions d'amplitude $A_{\max}$.

- Théorie simplifiée.

Les deux suites d'impulsions qui parviennent au circuit de coïncidence (voir fig. 20) ne seraient statistiques ⁽¹⁾ et indépendantes l'une de l'autre que si l'on avait $T_m = 0$ et si le circuit de retard n'introduisait aucune perte (comme par exemple une ligne à retard). En fait ce circuit impose un temps mort $T'_r > T_r$ qui réduit, comme on l'a vu, le comptage initial. Si $nT'_r \ll 1$, on pourra cependant considérer la

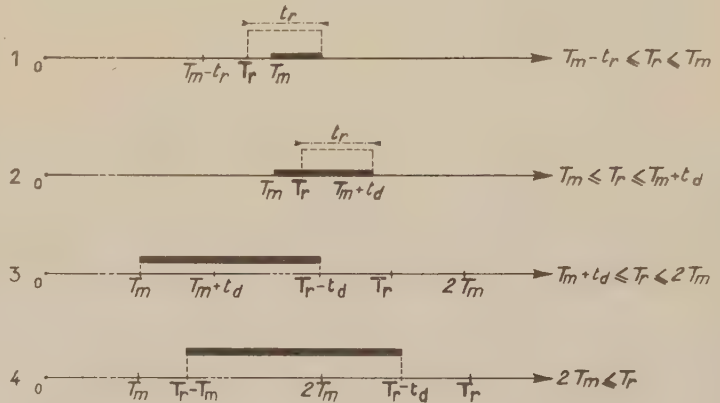
(1) On suppose ici, comme dans ce qui suit, que le compteur est irradié par un rayonnement statistique.

suite des impulsions retardées comme sensiblement statistique, puisque l'introduction d'un retard ne modifie que l'origine du temps. Par contre, si $T_m \neq 0$, il existe une corrélation entre les impulsions retardées et les impulsions directes, dont on doit examiner l'effet sur le taux de coïncidences n_c pour les différentes valeurs de T_r . Lorsqu'on fait croître T_r , on passe par les intervalles suivants, dont l'examen est facilité par la figure 17.

$$\begin{array}{ll} 0 \leq T_r \leq t_d & \text{on a évidemment } n_c = n \\ t_d < T_r \leq T_m + t_r & \text{on a } n_c = 0 \end{array}$$

puisque aucune impulsion ne peut être délivrée par le compteur pendant le temps mort.

$T_m + t_r < T_r \leq T_m + t_d$ Le graphique 1 (fig. 17) montre que, pour ces valeurs de T_r , le temps de résolution du circuit est en fait inférieur à $t_d + t_r$: une partie seulement du temps t_r est susceptible de voir une coïncidence. Le temps de résolution est égal à $(T_r + t_r) - T_m$, intervalle utile qui apparaît sur le graphique.



- Fig. 17 -

Les 4 graphiques illustrent les 4 intervalles dans lesquels T_r peut successivement varier par valeurs croissantes. Pour chacun de ces graphiques, l'origine des temps correspond à la décharge du compteur qui a engendré une impulsion retardée.

L'intervalle de temps souligné dans les graphiques 1 et 2, représente le temps de résolution du circuit de coïncidence, qui se trouve réduit par rapport à sa valeur $t_d + t_r$ qu'il a pour des valeurs de T_r plus grandes.

Dans le cas des graphiques 3 et 4, l'intervalle souligné représente le temps pendant lequel le compteur ne doit pas être déchargé pour qu'une coïncidence soit éventuellement enregistrée.

On a :

$$n_c = n n_r (T_r + t_r - T_m) \quad (16)$$

$T_m \leq T_r \leq T_m + t_d$. Un raisonnement analogue au précédent conduit à la même formule (16). Le graphique 2 (fig. 17) illustre ce cas.

$T_m + t_d < T_r \leq 2T_m$. Le temps de résolution est maintenant égal à

$t_d + t_r$. La corrélation entre les deux suites d'impulsions se traduit par une condition qui exprime qu'aucun déclenchement ne doit avoir lieu dans le temps figuré en trait plein dans le graphique 3 (fig. 17), de sorte qu'une partie des impulsions du compteur ne pourront jamais donner lieu à une coïncidence retardée. Dans ce but, on introduit un facteur correctif de la fréquence moyenne n , et l'on a

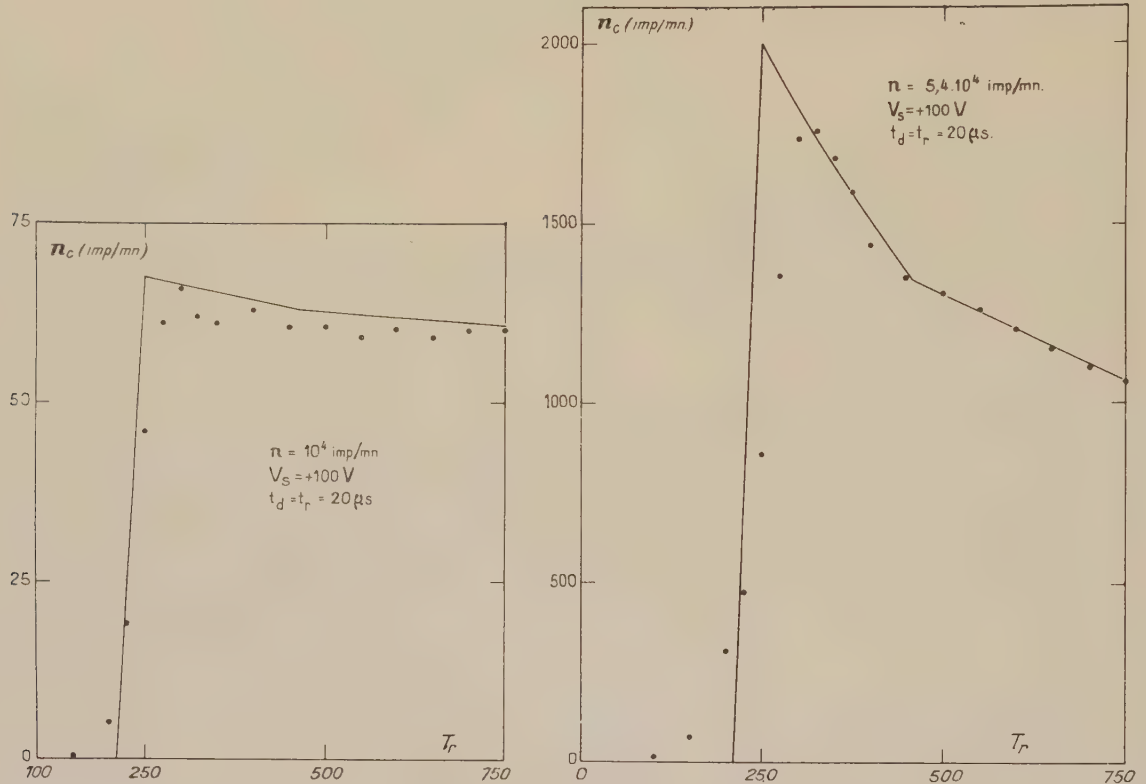
$$n_c = (t_d + t_r) n_r n \left[1 - (T_r - t_d - T_m) n \right] \quad (17)$$

$$2T_m < T_r$$

Un raisonnement analogue conduit à la formule

$$n_c = (t_d + t_r) n_r n \left[1 - (T_m - t_d) n \right] \quad (18)$$

Les formules précédentes font apparaître 3 expressions différentes de n_c suivant les valeurs relatives de T_r et T_m . La courbe théorique présente 3 points anguleux, qui



- Fig. 18 A et 18b -

Variations de n_c en fonction de T_r .

Les courbes tracées représentent les équations (16) (17) et (18) avec les valeurs particulières indiquées et les points obtenus expérimentalement sont figurés. Ceux-ci sont en bon accord avec les valeurs calculées, sauf en ce qui concerne la région pour laquelle $T_r = T_m$, pour laquelle d'après l'équation (16) on remarque que de faibles fluctuations de T_m sont très sensibles. La figure 23 montre que l'on peut attribuer cet effet

disparaissent dans les résultats expérimentaux étant donné le caractère statistique de T_m . La figure 18 montre les courbes expérimentales et calculées de n_c en fonction de T_r pour un compteur G.M. neuf, ne présentant qu'un nombre réduit de décharges parasites et pour deux taux de comptage différents $n = 10\,000$ impulsions/mn et $n = 45\,000$ impulsions/mn. D'après les formules (16) et (17), les courbes doivent présenter un maximum pour $T_r = T_m + t_d$, valeur de T_r pour laquelle on a $n_c \approx n^2 (t_d + t_r)$. On constate que

les valeurs expérimentales de n_c passent bien par un maximum pour $n = 45\ 000$ impulsions/mn, mais que celui-ci disparaît pour $n = 10\ 000$ impulsions/mn pour lequel on a sensiblement $n_c = \text{constante} = n n_r (t_d + t_r)$. De plus, dans le premier cas, le maximum de n_c est obtenu pour une valeur T_r supérieur à $T_m + t_d$. Ce dernier effet est dû au caractère statistique de T_m qui dépend du nombre de charges libérées au cours de la décharge, comme c'est montré plus loin.

III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

Le dispositif utilisé est représenté schématiquement par la figure 19. Il comprend, essentiellement, deux voies aboutissant au circuit de coïncidence C. Chaque impulsion du compteur est envoyée simultanément dans les deux voies et parvient au circuit de coïncidence C, d'une part, directement, d'autre part, après avoir subi un retard dans le circuit D et une mise en forme dans le circuit E. Les deux voies sont précédées d'un circuit commun d'amplification A. Le détail des circuits est représenté dans la figure 20.



- Fig. 19 -

Schéma de principe du circuit à coïncidences retardées.

Amplificateur A.

Les amplitudes des impulsions fournies par les compteurs G.M. sont comprises entre une fraction de volt et quelques dizaines de volts, suivant la nature du compteur et la tension appliquée entre ses électrodes. Le rôle principal de l'amplificateur A est d'augmenter la sensibilité du dispositif et, par conséquent, la précision de la mesure. Il est constitué par un élément standard, ou tiroir d'entrée, qui équipe les groupes de comptage "échelle de mille" fabriqués au C.E.A.

Circuits de mise en forme B et E.

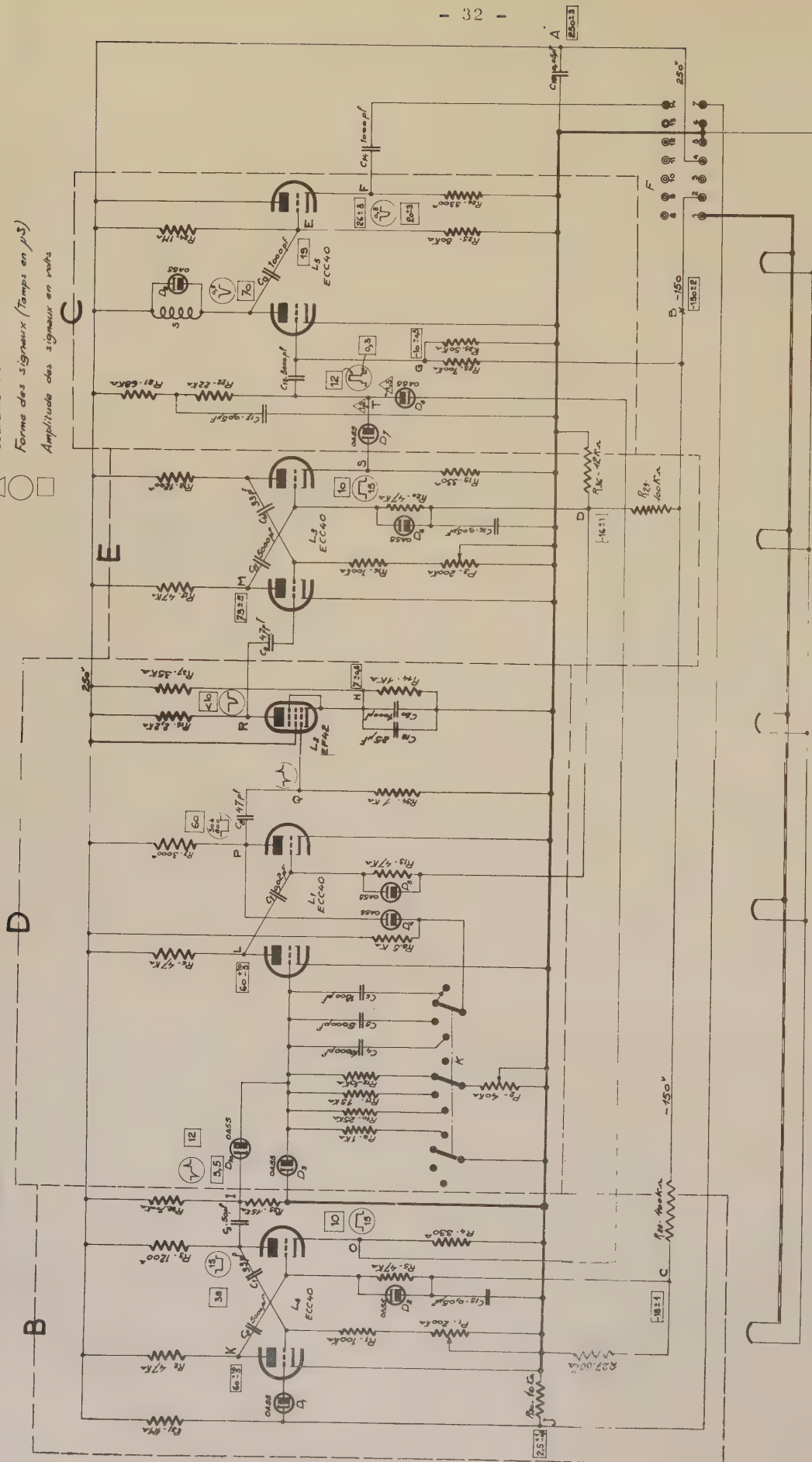
Deux monovibrateurs identiques transforment les deux suites d'impulsion, directes et retardées, en signaux rectangulaires de durée t_d et t_r , déterminée par les constantes de temps $R_1 C_1$ et $R_{16} C_{10}$ (fig. 20). Le temps de résolution du circuit de coïncidence, égal à $t_d + t_r$, peut prendre toutes les valeurs comprises entre 5 et 50 μs .

Circuit de retard D.

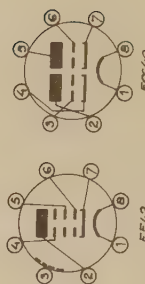
Le circuit de retard D (fig. 20) est constitué par un monovibrateur, du même type que celui des circuits B et E, et d'un étage de discrimination. Le monovibrateur délivre des signaux rectangulaires de durée T_r , déterminée par le potentiomètre P_2 et les capacités C_4 , C_5 ou C_6 , suivant la gamme utilisée. En dérivant un tel signal

Tiroir temps mort type TTM1 Schéma de principe

Tensions continues en volts
Courants en mA
Forme des signaux (Tours en p.s)
Amplitude des signaux en volts



Résistances		Condensateurs		Divers	
R1	400k	C1	33pF	K1	Contacteur 4P - 2C - 4P
R2	100k	C2	50pF	F1	Prise mâle CET
R3	100k	C3	50pF	S1	Self
R4	100k	C4	100pF	L1	ECC40
R5	100k	C5	100pF	L2	ECC40
R6	100k	C6	100pF	L3	ECC40
R7	100k	C7	100pF	L4	ECC40
R8	100k	C8	100pF	D1	6X4
R9	100k	C9	100pF	P1	Part. Radiating
R10	100k	C10	100pF	R1	Resistor
R11	100k	C11	100pF	R2	Resistor
R12	100k	C12	100pF	R3	Resistor
R13	100k	C13	100pF	R4	Resistor
R14	100k	C14	100pF	R5	Resistor
R15	100k	C15	100pF	R6	Resistor



(fig. 15) et en sélectionnant la seconde des deux impulsions obtenues, on réalise une impulsion dont le retard est égal à T_r . Ce retard est rendu variable d'une façon continue de 5 à 1 500 μ s.

Il convient de signaler que le circuit D possède un temps total d'insensibilité $T_r' > T_r$, de sorte que, une fois déclenché, il ne pourra l'être à nouveau que par une impulsion survenant après un laps de temps au moins égal à T_r' . On constate que $T_r' - T_r$ est sensiblement égal à $0,1 T_r$, sans pouvoir être inférieur à 25 μ s.

Circuit de coïncidence C.

Le circuit de coïncidence C est constitué par deux diodes à cristaux de germanium et par un étage de discrimination. Pour qu'une coïncidence soit sélectionnée, il est nécessaire que le temps de recouvrement des impulsions aboutissant à ce circuit soit supérieur à 0,5 μ s.

Pratiquement, les circuits B, E, D et C sont contenus dans un élément-tiroir standard. Pour effectuer une mesure de T_m , il suffit de remplacer le premier tiroir-décade d'une échelle de mille par le tiroir-mesure de temps mort. L'échelle de mille est alors transformée en une échelle de cent qui enregistre les impulsions de coïncidence retardée. Cette présentation a l'avantage de ne rien modifier aux conditions d'utilisation du compteur G.M.

IV - RESULTATS -

A - Détermination du temps mort.

La figure 16a représente une courbe type de variation du taux de coïncidence n_c en fonction de T_r , pour une surtension V_s de quelques dizaines de volts au-dessus du seuil d'un compteur G.M. neuf, ne produisant aucune impulsion parasite. Pour $T_r \gg T_m$, la courbe est donc identique à celle des coïncidences fortuites.

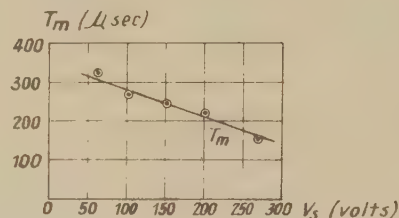
Cependant, au lieu de montrer un départ brusque, la courbe commence par une région à pente faible. Cet effet est dû, en particulier, au phénomène suivant : les impulsions du compteur, qui surviennent en deçà du temps mort, présentent en général une amplitude trop faible pour être détectées par l'amplificateur utilisé. Exceptionnellement, l'amplitude d'une telle impulsion peut dépasser le seuil de sensibilité. Un tel cas se produit, lorsque la première des deux impulsions arrive durant une période comprise entre le temps mort et le temps de restitution de l'impulsion qui l'a précédée. L'effet en question reste cependant faible.

Pour s'affranchir dans une certaine mesure, de l'incidence de la sensibilité du circuit d'entrée sur la détermination du temps mort du compteur, nous avons défini T_m

par l'abscisse du point G, obtenu par extrapolation, jusqu'à l'axe des T_r , de la partie linéaire du début de la courbe (fig. 16a). On a pu vérifier que l'on trouve, pour un compteur donné, la même valeur de T_m , en extrapolant les courbes correspondant à des taux de comptages variables inférieures à 6.10^4 impulsions/mn.

Effet de la surtension V_s .

La figure 21 représente la variation de T_m en fonction de la surtension V_s . La diminution sensible de cette grandeur pour des valeurs croissantes de V_s est due surtout à ce qu'une proportion croissante des impulsions du compteur, qui pour une surtension faible avaient une amplitude inférieure au seuil de sensibilité de l'appareil de mesure, dépassent ce seuil à mesure que la surtension augmente.



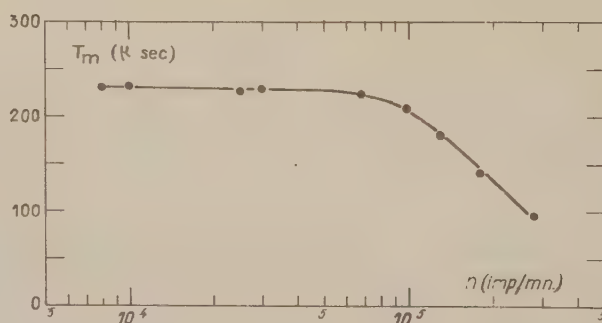
- Fig. 21 -

Effet de la surtension V_s sur le temps mort.

Effet du taux de comptage.

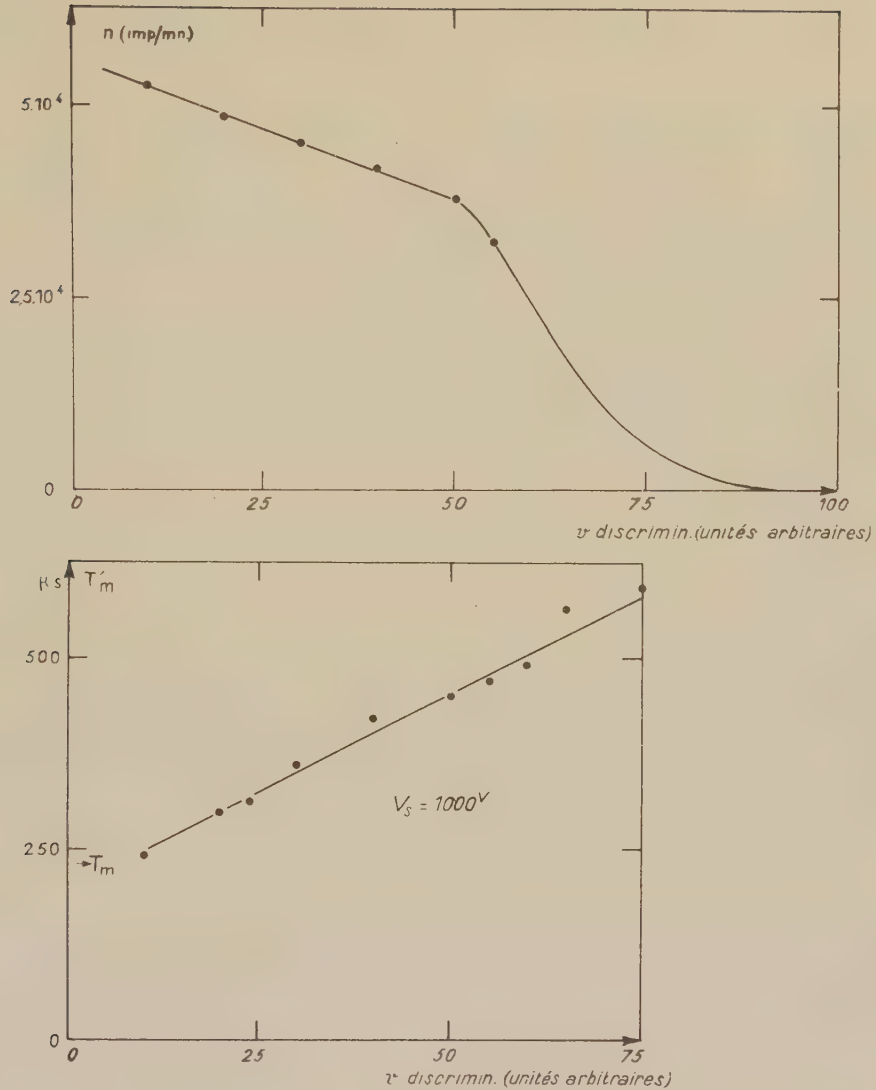
Lorsque le taux de comptage du compteur augmente, il est bien connu que l'amplitude moyenne des impulsions tend à diminuer. En effet, une proportion de plus en plus notable de décharges se produisent avant la fin du temps de restitution du compteur, et le nombre de charges ainsi libérées peut être très réduit. La figure 22 représente les variations de T_m en fonction de n pour le même compteur que dans le cas de la figure 21. A partir de $n = 6.10^4$ impulsions/mn, la réduction de T_m devient notable. Pour vérifier la validité de l'explication précédente, on a éliminé progressivement les impulsions de faible amplitude en introduisant un seuil variable dans l'amplificateur A.

La grandeur mesurée par l'abscisse du point G ne sera plus le temps mort T_m du compteur, mais un temps mort apparent dont les valeurs limites sont T_m d'une part et T_0 d'autre part. La figure 23 montre les résultats obtenus du temps mort apparent T_m' , en fonction du seuil v de discrimination. Pour obtenir cette courbe, on s'est placé à des valeurs successives du seuil v , qui peuvent être repérées sur la courbe de discrimination de la figure 23b. La courbe obtenue montre clairement que le temps mort, qui suit directement une impulsion d'amplitude donnée, est proportionnel à la charge Q libérée dans le compteur.



- Fig. 22 -

Effet du taux de comptage n sur le temps mort pour une surtension $V_s = 100$ V.



- Fig. 23 -

Variations du temps mort apparent T'_m en fonction de l'amplitude des impulsions du compteur.

Un compteur G-M placé dans des conditions données (surtension et fréquence moyenne de décharges) fournit des impulsions dont la distribution en amplitude est donnée par la figure 23a. La courbe ainsi tracée présente un coude qui correspond à l'amplitude la plus fréquente des impulsions du compteur. La figure 23b montre que le temps mort qui suit chaque décharge du compteur est directement proportionnel à l'amplitude de l'impulsion donc à la charge Q libérée. La valeur minimum de ce temps mort apparent représente le temps mort habituellement mesuré, tandis que sa valeur maximum est égale au temps qui sépare deux impulsions d'amplitude maximum.

B - Détermination de la probabilité d'émission secondaire dans le compteur.

a) nous avons déjà signalé qu'un compteur peut délivrer une impulsion, sans être traversé par une particule : une telle impulsion résulte principalement de l'émission secondaire de la cathode lors de la neutralisation des ions positifs. Suivant la qualité et les conditions d'utilisation du compteur, un nombre plus ou moins grand de ces décharges parasites viennent se mêler aux décharges "vraies". Etant donné l'origine de ces impulsions parasites, chacune d'elles ne peut survenir qu'après un intervalle de temps bien déterminé qui suit l'impulsion qui l'a engendrée ; cet intervalle est sensiblement égal au temps de restitution T_0 .

Solent n , n_p et n_v , respectivement, les fréquences moyennes des impulsions observées, parasites et vraies. Désignons, d'autre part, par p la probabilité d'émission secondaire du compteur. Comme n impulsions observées comprennent $n_p = np$ impulsions parasites, on a

$$n_v = n - np, \quad (19)$$

d'où

$$p = \frac{n - n_v}{n} = \frac{n_p}{n} \quad (20)$$

Remarquons que n_p représente la somme des fréquences partielles des impulsions parasites d'ordre 1, 2 ... Par conséquent,

$$n_p = n_v p + n_v p^2 + \dots = \frac{n_v p}{1-p} \quad (21)$$

Ces relations ne s'appliquent, en toute rigueur, que pour un circuit idéal, qui, n'introduirait aucun temps d'insensibilité autre que celui qui résulte du retard imposé T_r .

Nous avons déjà fait allusion à ce que le temps total d'insensibilité du circuit D était supérieur à T_r et tel que $T_r' - T_r > t_d$, du moins pour $t_d < 25 \mu s$. Il en résulte qu'une impulsion directe, qui vient en coïncidence avec une impulsion retardée, ne peut déclencher elle-même une impulsion retardée (fig. 15). Si l'on considère, en particulier, une suite de plusieurs impulsions parasites, espacées de T_0 secondes, et si $T_r = T_0$, le circuit n'enregistrera que les coïncidences correspondant à l'ordre impair des impulsions de la suite. En effet, une fois que la première impulsion parasite sera venue en coïncidence avec l'impulsion retardée, elle ne pourra déclencher à son tour une impulsion retardée. Ce n'est que la seconde impulsion parasite qui sera en mesure de la faire, de façon que la coïncidence suivante n'aura lieu que pour la troisième impulsion parasite, et ainsi de suite.

Si $T_r = 2T_0$ on démontre par le même raisonnement que les coïncidences auront lieu pour les impulsions parasites d'ordre $2' + 3k$ ($k = 0, 1, \dots$). D'une façon générale, si $T_r = lT_0$; les coïncidences auront lieu pour les ordres $l + (l + 1)k$ de la suite.

Ainsi donc, la probabilité d'observer, avec un circuit décrit, les pics dus aux impulsions parasites, est égale à

$$p_1 = p + p^3 + \dots = \frac{p}{1 - p^2} \quad (22)$$

pour le premier et à

$$p_l = p^l + p^{2l+1} + \dots = \frac{p^l}{1 - p^{l+1}} \quad (23)$$

pour le $l^{\text{ième}}$ pic.

Pour $p \ll 1$, ces probabilités se réduisent respectivement à $p, p^2, \dots, p^l$.

La valeur minimum de p que l'on peut ainsi mesurer dépend de la fréquence des impulsions fortuites, car elles se superposent aux impulsions parasites. Si l'on admet que l'apport de ces dernières doit dépasser au moins le dixième des impulsions fortuites, dont la fréquence est donnée approximativement par

$$n_f = n^2 (t_d + t_r), \quad (24)$$

on trouve que

$$n_v (p_1)_{\min} = 0,1 n_f, \quad (25)$$

d'où, en remplaçant n_v et p_1 par leurs valeurs respectives tirées de (19) et (22),

$$\frac{p_{\min}}{1 + p_{\min}} = 0,1 n (t_d + t_r) \simeq p_{\min} \quad (26)$$

Par exemple, pour $n = 100$ imp/s et $t_d + t_r = 20 \mu s$

$$p_{\min} = 2.10^{-4}$$

b) la figure 16b montre la variation de n_c en fonction de T_r pour deux surtensions d'un compteur ayant déjà fourni un nombre élevé d'impulsions. On remarque que, contrairement au cas de la figure 16a, les courbes I et II présentent des pics. La courbe I, pour laquelle on a $V_s = 250$ V, montre un premier pic, dû à l'émission parasite signalée et, de plus, un second pic provoqué par des impulsions parasites du second ordre. Il existe très probablement des pics successifs d'ordre supérieur

mais leur émergence diminue avec leur ordre et ils cessent d'être perceptibles. C'est ainsi que, pour une faible surtension ($V_s = 20$ V), on n'observe plus qu'un seul pic (courbe II). Les deux pics de la courbe I ont lieu respectivement pour $T_r = 275$ μ s et pour $T_r = 550$ μ s.

D'une manière générale, la surface ΔS_ℓ de la partie du $\ell^{\text{ième}}$ pic surmontant la courbe des coïncidences fortuites représente la contribution des impulsions parasites dont la probabilité de production est égale à p_ℓ (cf. (22)). Pour tenir compte de la dispersion des courbes expérimentales, il importe de normaliser la forme des pics obtenus, en remplaçant la surface ΔS_ℓ par une surface égale rectangulaire, ayant pour base la valeur $t_d + t_r$ du temps de résolution du circuit de coïncidence. La hauteur du rectangle représente directement la valeur de $n_v p_\ell$. C'est ainsi que l'on obtient, par exemple, la courbe de la figure 16c, qui dérive de la courbe I (fig. 16b). On a donc pour le $\ell^{\text{ième}}$ pic :

$$\Delta S_\ell = n_v p_\ell (t_d + t_r) \quad (27)$$

et, en vertu de (22),

$$\Delta S_\ell = n_v (t_d + t_r) \frac{p_\ell}{1 - p_\ell + 1} \quad (28)$$

Dans le cas où le premier pic seulement émerge, on a donc

$$\Delta S_1 = n_v (t_d + t_r) \frac{p}{1 - p^2}, \quad (29)$$

d'où l'on déduit la valeur de p .

Dans le cas où la courbe présente deux pics,

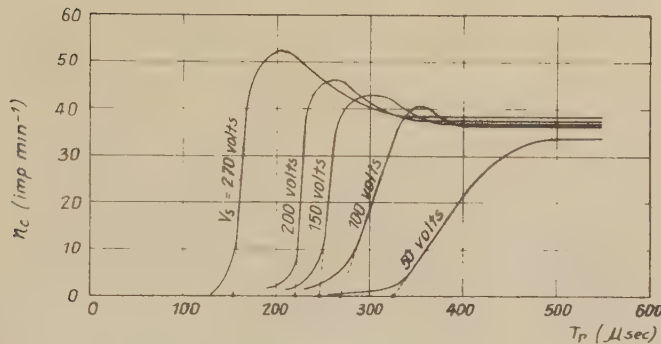
$$\frac{\Delta S_2}{\Delta S_1} = p \frac{1 + p}{1 + p + p^2} \quad (30)$$

pour $p \ll 1$, ce rapport se réduit à p .

La figure 24 donne quelques courbes obtenues et la figure 25 la variation de p en fonction de V_s .

De nombreux auteurs ont admis que la probabilité p était proportionnelle au nombre de charges Q libérées au cours de la décharge et, puisque Q lui-même est proportionnel à la surtension V_s , on aurait finalement $p \propto V_s$. Cependant, comme le remarque WILKINSON [6], l'hypothèse précédente ne peut pas rendre compte de la brusque croissance du nombre de décharges parasites à la fin du plateau. Sans qu'il soit possible d'en donner une explication physique convenable, la loi expérimentale trouvée

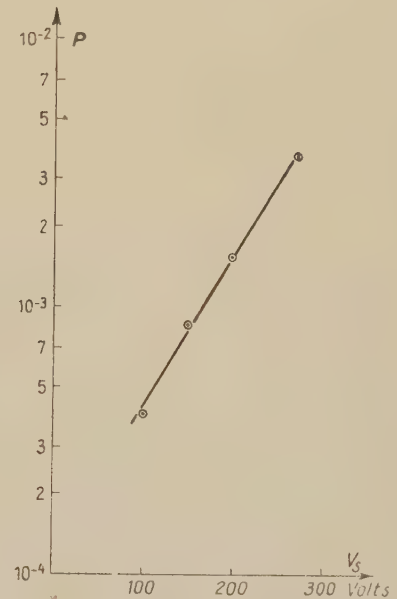
d'après la courbe de la figure 25 est de la forme $p \propto e^{aV_s}$. Une explication de ce résultat ne peut être tentée que si l'on tient compte à la fois des variations de Q ,



- Fig. 24 -

Réseau de courbes d'un compteur G-M, donnant n_c en fonction de T_R pour différentes surtensions.

Le compteur utilisé présentait les caractéristiques suivantes : diamètre 25 mm, longueur utile 50 cm, cathode en nickel ; remplissage : alcool-argon-hélium. Tension de seuil : 1250 V. Fréquence des impulsions : $n = 8\,000 \text{ imp. mn}^{-1}$ et temps de résolution du circuit de coïncidence $t_d + t_r = 30 \mu s$.



- Fig. 25 -

Variations de la probabilité de l'émission secondaire en fonction de la surtension.

Les valeurs de p proviennent du réseau de courbes de la figure 24.

du temps mort T_m , et de la distribution dans le temps des impulsions parasites en fonction de V_s .

- C H A P I T R E I I I -

LIMITATION DE LA DECHARGE

I - Dans les conditions habituelles d'emploi des compteurs G.M. à autoextinction, on n'utilise généralement qu'une fraction de l'impulsion obtenue et l'on se soucie peu du sort de la décharge qui continue à se développer le long du fil du compteur. Il en résulte inutilement les effets indésirables suivants :

- a) une diminution de la vie du compteur ;
- b) une augmentation du temps mort et un accroissement des pertes dans le cas de taux de comptage élevés ;
- c) un accroissement de la probabilité d'émission secondaire de la cathode, proportionnelle au nombre d'ions positifs qui y parviennent : d'où production d'impulsions parasites, qui sont à l'origine de la pente du palier du compteur, et de la réduction de longueur de ce palier.

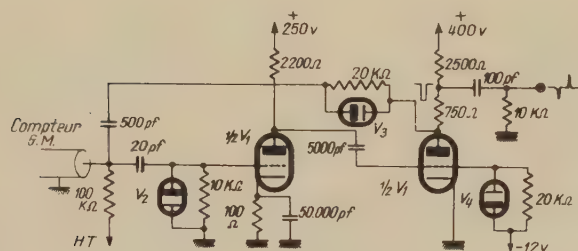
Ces effets sont d'autant plus accusés que la longueur du compteur est plus grande.

Plusieurs auteurs [28] , [30] , [35] , [41] et [44] ont cherché à atténuer ces effets, en particulier, en renversant le signe de la tension appliquée au compteur pendant un bref intervalle de temps après l'apparition de l'impulsion. En procédant de la sorte, ils ont cherché non pas tant à limiter la perte de molécules, mais plutôt à détourner les ions positifs de la cathode. Les circuits établis dans ce but sont fort compliqués.

II - Nous avons abordé ce problème sous un angle plus direct et cherché sa solution en provoquant un arrêt de la décharge, dès que l'amplitude de l'impulsion a atteint une valeur suffisante pour actionner les circuits contrôlés par le compteur. Une solution du même genre a déjà été adoptée par ELLIOT [42] et, tout récemment, des résultats intéressants ont été obtenus par PORTER et RAMSEY [38] sur un sujet analogue.

Pour parvenir au résultat cherché, nous avons utilisé un monovibrateur rapide (fig. 26) dont le mode d'action est le suivant : dès que l'impulsion du compteur dépasse le seuil de sensibilité du monovibrateur, celui-ci est déclenché et réagit sur le fil du compteur en éteignant la décharge ; on obtient ainsi (fig. 27) la courbe rectangulaire II, de largeur θ aisément ajustable, au lieu de la courbe I, observée sur le fil du compteur en l'absence de toute réaction. Le commencement de la réaction survient dans un temps τ très bref, inférieur à 10^{-7} s, après le déclenchement de la décharge dans le compteur et permet de bien définir le début de l'impulsion. D'autre part, le front de l'impulsion de réaction est suffisamment raide et son amplitude V_r

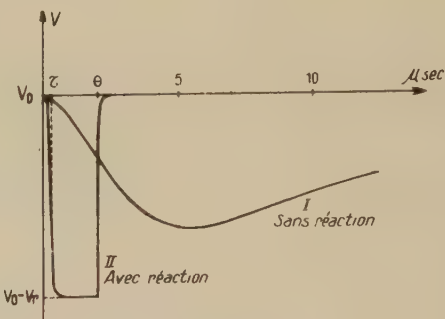
suffisamment grande - elle peut atteindre plusieurs centaines de volts - pour que la chute de tension provoquée sur le fil arrête immédiatement le développement de la déchar-



- Fig. 26 -

Détails du circuit de limitation de la décharge.

V_1 = double triode ECC 81 ; V_2 , V_3 et V_4 = diodes au germanium OA 53. Les diodes V_2 et V_4 servent à accélérer le retour du circuit à son état initial dans le cas des taux de comptage élevés. La résistance de 20 k Ω , qui est branchée aux bornes de la diode V_3 , sert à augmenter la sensibilité du circuit, en empêchant une partie de l'impulsion fournie par le compteur de s'écouler à travers la capacité de 500 pF. Mais dès que la réaction s'amorce, cette résistance se trouve pratiquement court-circuitée par V_3 .



- Fig. 27 -

Allure des impulsions sans et avec réaction.

Le circuit à réaction commence à agir après un temps τ inférieur à 10^{-7} s, lorsque l'impulsion a atteint quelques dixièmes de volts. Celle-ci prend alors la forme imposée par le monovibrateur rapide (courbe II). En l'absence du circuit à réaction, l'impulsion obtenue est celle de la courbe I.

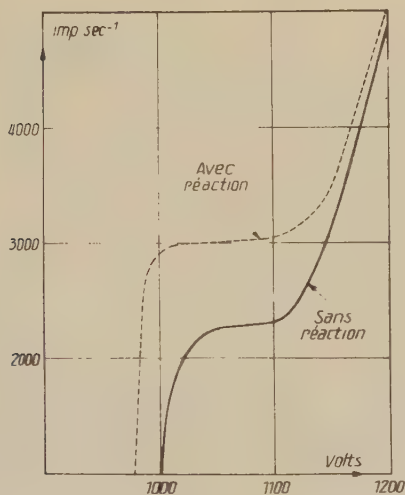
ge dont la propagation se limite alors à une longueur $l = v\tau \simeq 5$ mm, puisque la vitesse de propagation v de la décharge est de l'ordre de $5 \cdot 10^6$ cm/s.

Bien entendu, pour une certaine valeur V_r de la tension de réaction, on utilisera toujours une surtension V_s au-dessus du seuil du compteur un peu inférieure à V_r . En effet, dès que l'impulsion du compteur dépasse une valeur de l'ordre de quelques dixièmes de volt, la réaction s'amorce et ramène la tension aux bornes du compteur de la tension de repos V à $V - V_r$ dans un laps de temps de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ s, déterminé par la pente du front de l'impulsion de réaction. Si $V_r > V_s$, l'avalanche s'arrêtera. Dans le cas contraire, la décharge continuera à se développer et à se propager. En effet, pendant la durée de l'impulsion de réaction, la multiplication des charges subsistera, bien qu'à un taux inférieur au taux normal, mais elle reprendra sa valeur initiale, aussitôt que cette impulsion aura passé. On obtient ainsi des caractéristiques illustrées par la figure 28, dans laquelle la courbe en trait plein correspond au circuit normal sans réaction et la courbe en pointillés au circuit étudié pour $V_r = 300$ V.

On constate effectivement que l'application de la réaction entraîne une augmentation de la longueur du palier et une augmentation d'autant plus importante que le taux de comptage est lui-même plus élevé. Cette augmentation résulte de la diminution du temps mort du compteur.

Notons que, dans la plupart des cas, on n'aura aucun intérêt à travailler avec des valeurs de V_s très élevées et que l'on pourra ainsi se borner à des tensions de $V_r \approx 100$ V.

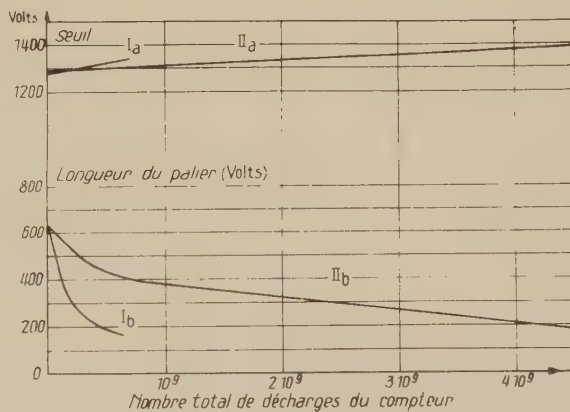
III - Les mesures effectuées avec le dispositif décrit nous ont permis de vérifier que les trois effets énumérés plus haut se trouvaient nettement atténués. C'est ainsi que, en soumettant à un rayonnement intense ($2 \cdot 10^4$ imp/s) deux compteurs, ayant des caractéristiques aussi voisines que possible, associés respectivement à un circuit sans



- Fig. 28 -

Paliers d'un compteur usagé, obtenus avec et sans circuit de limitation de la décharge.

On notera l'allongement du palier et l'augmentation du comptage résultant de la diminution du temps mort, lorsqu'on passe du premier au second montage (comparer avec la figure 29).



- Fig. 29 -

Evolution du seuil (courbes I_a et II_a) et du palier (courbes I_b et II_b), en fonction du nombre total de décharges du compteur.

La longueur du palier est définie par la différence des deux surtensions pour lesquelles le taux de comptage s'écarte de 10 pour cent de part et d'autre du milieu du palier. Les courbes I_a et I_b correspondent à un compteur sans circuit de limitation de la décharge, et les courbes II_a et II_b à un compteur du même type mais dont la décharge a été limitée.

et avec réaction, on constate une évolution plus rapide du seuil et de la longueur du palier du premier compteur (fig. 29).

On obtient, d'autre part, une réduction très appréciable du temps mort du compteur dont la mesure était effectuée par une méthode de coïncidences retardées décrites dans le chapitre II.

On trouve qu'avec le type de compteur utilisé (diamètre 25 mm, longueur utile 50 cm ; remplissage en cm, Hg : He, 60 ; A. 0,4 ; alcool, 1,2) le temps mort T_m passe de 190 μ s à une valeur t_m inférieure à 10 μ s. Cette réduction $\Delta T_m = T_m - t_m$ est due

à ce qu'une faible tranche du compteur, déterminée approximativement par ℓ , se trouve affectée par la décharge et présente un temps mort habituel, tandis que le reste du compteur demeure dans des conditions normales de fonctionnement. Dans ce cas particulier, les pertes respectives sont de 10 et 0,2 pour cent pour un taux de comptage de 10^3 imp/s.

Une méthode graphique très simple permet de trouver rapidement la valeur de ΔT_m . On a

$$n_o = \frac{n}{1 - T_m n} = \frac{n_r}{1 - t_m n_r} ,$$

où n et n_r représentent, respectivement, les taux de comptage mesurés sans et avec réaction et n_o le taux que l'on aurait obtenu, si T_m était nul. En posant

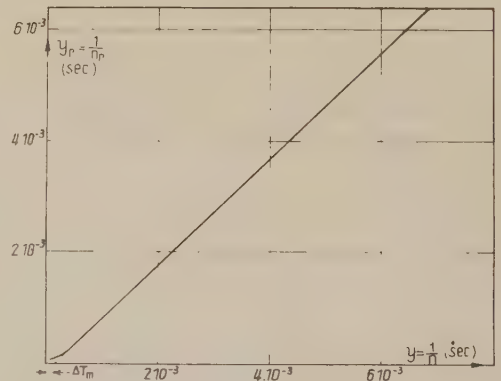
$$y = \frac{1}{n} \quad \text{et} \quad y_r = \frac{1}{n_r} ,$$

on obtient

$$y_r = y - (T_m - t_m) .$$

On trace y_r en fonction de y et l'on extrapole la droite ainsi obtenue jusqu'à son intersection avec l'axe des y . L'abscisse à l'origine donne alors directement ΔT_m (fig. 30).

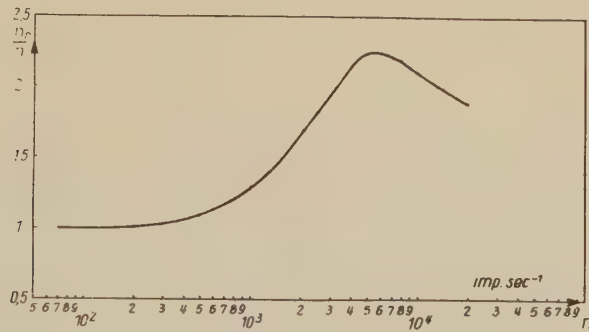
On remarquera que, pour des valeurs de y supérieures à $0,67 \cdot 10^{-3}$ s, c'est-à-dire pour des taux de comptages n inférieurs à $1,5 \cdot 10^3$ imp/s, les points se placent sur une ligne droite, ce qui signifie que ΔT_m conserve une valeur constante dans cette région. Pour les comptages supérieurs, ΔT_m subit une diminution marquée. Comme on a toutes raisons de croire que t_m demeure constant, on peut en déduire que c'est T_m qui diminue avec des taux de comptages croissants. Ce fait est d'ailleurs en accord avec les résultats signalés par d'autres auteurs [43], ainsi qu'avec nos propres résultats (voir chapitre II, paragraphe IV - A). La courbe de la figure 31 représente $\frac{n_r}{n}$ en fonction de n . Elle illustre l'influence du circuit décrit sur la récupération d'une proportion notable des impulsions perdues avec un circuit normal. Cette récupération provient évidemment de la réduction ΔT_m du temps mort.



- Fig. 30 -

Détermination graphique de $\Delta T_m = T_m - t_m$.

Pour $n < 2 \cdot 10^2$ imp/s, $n \approx n_r$: l'effet de récupération est négligeable, car les pertes le sont également. Cet effet s'accroît jusqu'à $n = 5 \cdot 10^3$ imp/s ; mais pour des comptages



- Fig. 31 -

Courbe de $\frac{n_r}{n}$ en fonction de n .

Elle illustre l'influence du circuit décrit sur la récupération d'une proportion notable d'impulsions perdues avec un circuit normal. La partie décroissante de la courbe est due au fait bien connu de la diminution du temps d'un compteur aux comptages élevés.

encore plus élevés, on observe une réduction, déjà mentionnée, de T_m , ce qui entraîne en même temps, une atténuation sensible de l'effet de récupération.

- C H A P I T R E I V -

PARTICULES RETARDEES DES GERBES ATMOSPHERIQUES
DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

- INTRODUCTION -

Le phénomène des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique a été mis en évidence par le déclenchement simultané de plusieurs compteurs G.M. en coïncidence [56]. Des expériences nombreuses ont montré que les énergies mises en oeuvre dans ces gerbes pouvaient atteindre 10^{15} à 10^{16} eV et que certaines de ces gerbes contenaient un grand nombre de particules de nature et d'énergie diverses. Récemment, un certain nombre d'auteurs [45 à 49] ont abordé l'étude des corrélations dans le temps entre les différentes particules d'une même gerbe. Certaines précisions ont été ainsi obtenues sur la structure et la composition des gerbes étudiées.

De façon générale, plusieurs causes ont été signalées qui peuvent provoquer des retards d'un ordre de grandeur très différent suivant les effets envisagés :

1°- l'inclinaison de l'axe de la gerbe par rapport au plan d'observation introduit des retards qui ne dépassent pas quelques 10^{-8} s pour des compteurs espacés horizontalement de moins de 100 m ;

2°- une différence de trajet, par suite de diffusion multiple (multiple scattering), peut être à l'origine de retards du même ordre de grandeur que ceux signalés en 1° ;

3°- les différences de masse entre particules formées en même temps et se propageant dans la même direction peuvent entraîner des retards beaucoup plus importants, si l'énergie de ces particules est suffisante, c'est-à-dire si leur parcours est suffisamment long. ROGOZINSKI a récemment analysé [50] les cas de particules supposées ne perdre leur énergie initiale que par ionisation dans un milieu homogène. L'auteur cité a démontré qu'il existe un retard maximum entre deux particules différentes parcourant la même distance. C'est ainsi qu'un proton peut présenter sur un électron créé en même temps que lui un retard de 8 μ s environ après un parcours suffisamment long dans l'air ;

4°- de nombreux effets secondaires ont montré la présence de mésons μ dans les gerbes atmosphériques. Des retards du même ordre que leur vie moyenne $t_{\mu} = 2,17 \mu$ s sont probables.

Les effets signalés en 1°, 2°, et 4° ont été étudiés par JELLEY et WHITEHOUSE [48] et par ROSSI et ses collaborateurs [49], qui ont utilisé des scintillateurs liquides.

Les premiers ont montré que la proportion de gerbes comprenant des particules retardées n'excédait pas 0,6 pour cent, pour des retards compris entre $3 \cdot 10^{-8}$ s et $7 \cdot 10^{-7}$ s par rapport à la composante instantanée de la gerbe. ROSSI et al., en étudiant les retards depuis $5 \cdot 10^{-9}$ s jusqu'à $3 \cdot 10^{-7}$ s, ont apporté quelques données précieuses sur la structure de cette composante instantanée, en même temps qu'ils attribuaient les plus grands retards observés à l'effet signalé en 4°.

Les retards signalés en 3° et 4° ont fait l'objet d'un travail de Mac CUSKER et al. [45] qui ont exploré le domaine des retards compris entre $1,5 \cdot 10^{-6}$ s et $1,15 \cdot 10^{-5}$ s. Ces auteurs ont procédé pendant 400 h environ à des enregistrements de coïncidences triples entre 3 plateaux de compteurs G.M. distants de quelques mètres. Le nombre total de coïncidences qu'ils ont obtenu était très faible et égal aux coïncidences fortuites prévues. Ces résultats, insuffisants en quantité, ne leur ont permis de fixer qu'à 5 pour cent environ l'effet étudié, s'il existe.

L'existence de retards supérieurs à la microseconde est cependant d'une grande importance théorique, car elle constituerait une preuve suffisante de la présence de particules lourdes nucléaires dans les gerbes atmosphériques [50]. C'est pourquoi il nous a semblé nécessaire de poursuivre les expériences dans ce domaine des retards et c'est dans ce but que nous avons mis au point un dispositif d'une grande efficacité utilisant des compteurs G.M.

L'expérience de Mac CUSKER et al. ayant montré que, de toutes façons, l'effet cherché était très faible, nous nous sommes efforcé d'effectuer de nombreux contrôles du dispositif réalisé. Nous n'en décrivons que le plus important qui a porté sur la mesure de la vie moyenne des mésons μ .

II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

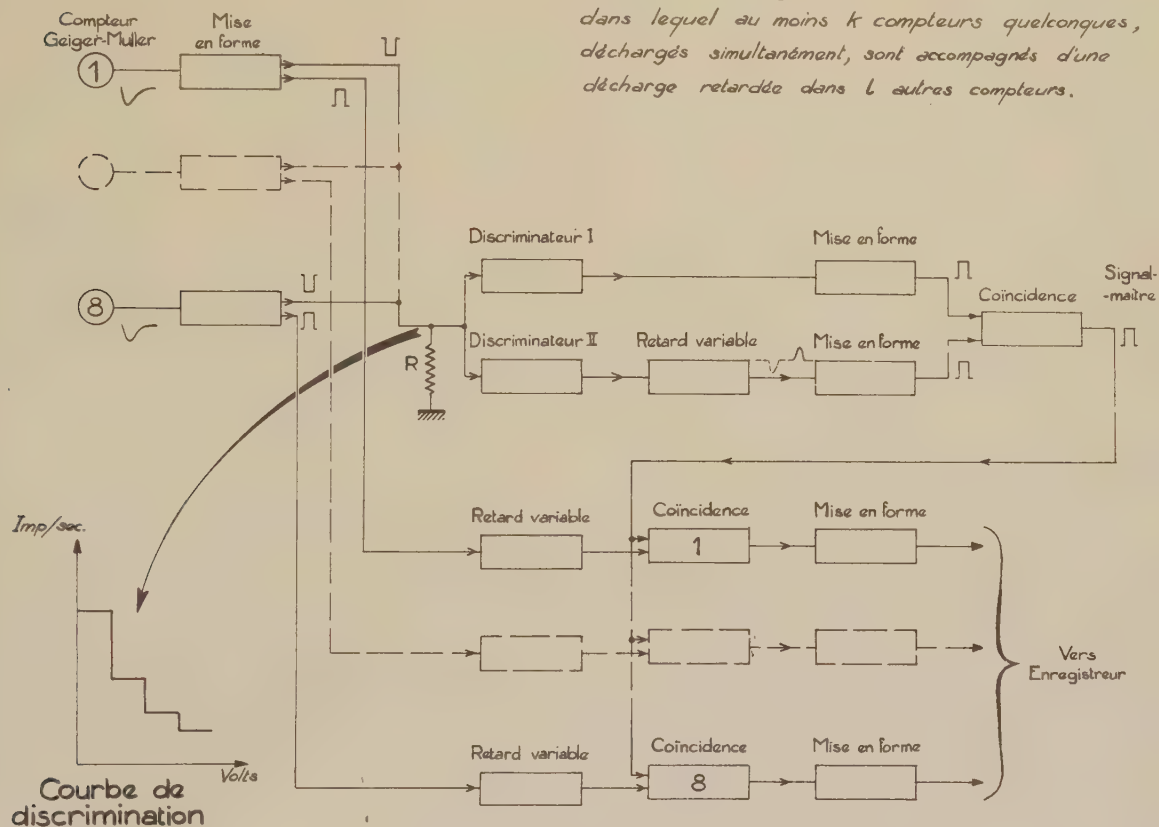
A - Schéma du dispositif électronique.

Le dispositif représenté dans la figure 32 a servi dans les deux expériences décrites plus loin de la mesure de t_μ et de l'étude des particules retardées. Le principe de ce dispositif est une application de la méthode du groupe-maître décrite antérieurement [51] et dont la grande efficacité résulte de la double utilisation des détecteurs. Mis à part les circuits de mise en forme directement associés aux compteurs G.M., on peut distinguer par leur fonction deux principaux groupes parmi les circuits représentés.

Un premier groupe de circuits, ou groupe-maître, sélectionne les événements comportant au moins un nombre k de décharges simultanées dans k des 8 compteurs et au moins l décharges retardées par rapport aux premières dans l autres compteurs. Le discriminateur II sélectionne la coïncidence d'ordre k et le discriminateur I celle d'ordre l .

Les seuils des discriminateurs permettent de faire varier k et ℓ de 1 à 7. Le retard étudié entre les ℓ particules retardées et les k instantanées, est fixé par un circuit

Remarque: Le signal-maitre résulte d'un événement dans lequel au moins k compteurs quelconques, déchargés simultanément, sont accompagnés d'une décharge retardée dans ℓ autres compteurs.



- Fig. 32 -

Schéma du dispositif de sélection généralisée de particules retardées
Mis à part les circuits de mise en forme directement associés aux compteurs G.M., on distingue deux groupes distincts de circuits. Un premier groupe, ou groupe-maitre, sélectionne les événements qui comportent à la fois k décharges simultanées de compteurs, et ℓ décharges, retardées par rapport aux premières, dans ℓ autres compteurs. On a évidemment $k + \ell < 8$.

spécial qui compense le retard des ℓ particules en introduisant un retard sur l'impulsion de coïncidence d'ordre k . Ce retard artificiel peut être choisi entre 0,1 et 15 μ s. Les discriminateurs I et II sont actionnés indifféremment par les 8 compteurs qui peuvent ainsi, sans qu'on le sache à l'avance, être déchargés soit par des particules instantanées de la gerbe, soit par des particules retardées. Pour ce faire, les impulsions des 8 compteurs sont mises en forme, aussi bien en durée qu'en amplitude, et sont mélangées aux bornes d'une résistance commune aux 8 circuits associés aux compteurs. Finalement, l'événement sélectionné par le groupe-maitre se résout en une impulsion, ou signal-maitre, qui représente à lui seul une coïncidence d'ordre $k + \ell$. C'est ce signal-maitre qui débloquera ou qui "conditionnera" (suivant une terminologie introduite par les constructeurs de machine à calculer électronique) les

circuits du second groupe.

Commandé par les signaux-maîtres, le second groupe de circuits, ou groupe analyseur, effectue l'analyse fine de la gerbe sélectionnée et permet l'enregistrement des renseignements obtenus. Il est constitué de 8 ensembles identiques, ou "voies-analyseurs", desservies chacune par l'un des 8 compteurs du dispositif. Chacune des "voies analyseurs" reçoit alors, d'une part, les impulsions provenant du groupe-maître et, d'autre part, les impulsions, ou signaux-analyseurs, du compteur qui lui est associé. Un retard variable à volonté entre 0,1 et 15 μ s est introduit sur les signaux-analyseurs, de sorte que, suivant la valeur adoptée ou encore suivant la durée ajustable des signaux-maîtres et analyseurs, on enregistre soit les décharges instantanées (au moins k "voies-analyseurs"), soit les décharges retardées (au moins ℓ "voies-analyseurs"), soit enfin les unes et les autres indifféremment (au moins k + ℓ "voies-analyseurs"). Dans le paragraphe C, on précisera les conditions correspondant à ces 3 cas. Dans l'expérience sur les particules retardées décrites plus loin, on a adopté k = 2 et ℓ = 1.

B - Caractéristiques du dispositif.

Une attention particulière a été apportée dans la réalisation de tous les circuits en ce qui concerne la précision de la définition des temps. Tous les circuits utilisés sont des circuits rapides dont les temps de réponse sont inférieurs à 6.10^{-8} s. La stabilité des circuits à seuil a été contrôlée fréquemment et les tubes utilisés ont été sélectionnés. Les différentes tensions d'alimentation sont stabilisées électroniquement en ce qui concerne les tensions continues et au moyen de transformateurs à fer saturé pour les tensions alternatives.

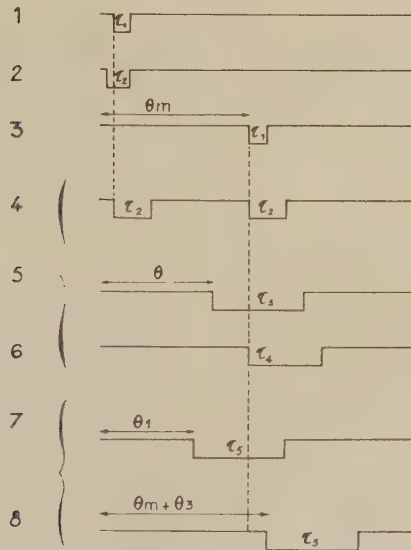
Les différents circuits de retard et de mise en forme sont constitués principalement par des monovibrateurs classiques à couplage capacitif plaque-grille. En particulier, les circuits directement associés aux compteurs G.M. sont identiques à ceux décrits dans le chapitre III, et les avantages de leur emploi ont été confirmés. Les circuits de coïncidence sont formés principalement de deux diodes à cristaux suivant un montage maintenant classique. Leurs caractéristiques ont été contrôlées périodiquement. Les compteurs G.M. utilisés ont été fabriqués au Centre d'Etudes nucléaires de Saclay par l'atelier de M. BENOIT que nous remercions ici pour son obligeance. Ils sont du type métallique et présentent les caractéristiques suivantes :

- cathode en nickel (épaisseur 0,5 mm)
- longueur utile : 50 cm
- diamètre extérieur : 2,5 cm
- tension de fonctionnement : environ 1 500 V ($V_s = 200$ V)
- mouvement propre : environ 280 imp/mn (non protégé).

L'ensemble du dispositif comprend une centaine de tubes et consomme 1,2 kW.

C - Forme des impulsions dans les différents points du circuit.

La figure 33 montre schématiquement la forme des impulsions en divers points des circuits du groupe-maitre et du groupe-analyseur, ainsi que leur décalage relatif dans le temps. Dans le cas de la figure, les compteurs 1 et 2 étaient déchargés par des particules instantanées et le compteur 3 par une particule retardée. L'origine commune des différents graphiques a été prise au temps $t = 0$ où les particules instantanées de la gerbe ont traversé les compteurs G.M. Une durée commune τ_1 est imposée



- Fig. 33 -

Forme des impulsions en divers points du dispositif de la figure 32.

- Graphiques 1 - 2 - 3 : impulsions des compteurs
1 - 2 et 3 après mise en forme.
" 4 : impulsions après discriminateur I
" 5 : impulsions après discriminateur II et retard
" 6 : signal maître
" 7 : signal analyseur de la voie analyseur 1
" 8 : signal analyseur de la voie analyseur 3.

On s'est placé dans le cas où $k = 2$ et $l = 1$ et on a supposé que les compteurs 1 et 2 étaient déchargés par des particules instantanées et le compteur 3 par une particule retardée. L'origine des temps, identique pour toutes les lignes de la figure, est arbitrairement choisie au moment du passage des particules instantanées dans le plan d'observation. Les retards θ_1 et θ_3 et les durées des impulsions sont choisis dans la figure de sorte que l'on enregistre à la fois l'impulsion des voies analyseurs 1 et 3.

aux impulsions des compteurs 1, 2 et 3. Les durées des impulsions envoyées dans le circuit de coïncidence par les discriminateurs I et II sont égales respectivement à τ_2 et τ_3 . Le signal-maitre a une durée égale à τ_4 ; les 8 signaux-analyseurs sont retardés respectivement de θ_1 θ_8 et ont une durée commune égale à τ_5 à l'entrée du circuit de coïncidence analyseur. Le signal-maitre est synchrone avec la particule retardée (nous reviendrons plus loin sur l'effet des retards parasites dus aux compteurs et aux circuits), et nous appellerons θ_m le retard de cette particule par rapport au temps $t = 0$.

Un examen des graphiques de la figure 33 montre que si θ , τ_2 et τ_3 sont choisis, les retards θ_m sélectionnés par le groupe-maitre sont compris entre $\theta - \tau_2 < \theta_m < \theta + \tau_3$, si $\theta > \tau_2$. Si l'on ne veut enregistrer que les particules instantanées de la gerbe, on choisira pour θ_1 θ_2 θ_8 une valeur commune égale à θ et on prendra $\tau_5 = \tau_3 + \tau_2$. Par contre, si l'on désire enregistrer les particules retardées, on adoptera

$$\theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_8 = 0$$

et on choisira pour τ_5 une valeur comprise dans l'intervalle $\tau_3 + \tau_2 < \tau_5 < \theta - \tau_2$. Enfin, pour enregistrer à la fois les particules retardées et les particules instantanées, on adoptera toujours $\theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_8 = 0$, la durée τ_5 étant égale au retard maximum $\theta + \tau_3$.

D - Retards parasites introduits par les compteurs et par les circuits - Valeur minimum de θ_m .

Nous distinguerons les retards introduits, d'une part, par les compteurs et leur circuit associé et, d'autre part, par les autres circuits.

En ce qui concerne les seconds de ces retards parasites, on a vérifié expérimentalement par plusieurs méthodes que, grâce aux précautions déjà signalées (stabilité des seuils et rapidité des fronts des impulsions), leur importance avait été rendue négligeable par rapport aux retards volontairement introduits. Nous n'en tiendrons pas compte dans ce qui suit.

Par contre, des mesures directes nous ont montré qu'il n'est pas possible de procéder de même pour les retards T introduits par les compteurs G.M. et leur circuit de mise en forme. Une analyse de cet effet est nécessaire et des mesures complémentaires à celles décrites dans le chapitre I ont été effectuées dans ce but. Contrairement au cas du chapitre I, la sensibilité des circuits associés aux compteurs est égale à 1 V. Cette valeur agit directement, comme on l'a vu, sur le retard global T de l'impulsion par rapport au temps $t = 0$. A l'aide de l'appareillage décrit dans le chapitre I, on a mesuré le retard T pour les surtensions $V_s = 150$ V, 200 V et 250 V. Les résultats de ces mesures ont montré que $T_C - T_A$ était égal à 0,2 μ s en moyenne pour deux compteurs dont l'un est traversé par une particule au voisinage de sa cathode et l'autre au voisinage de l'anode. Cependant, on peut remarquer que, comme aucune collimation n'est faite quant à la direction des particules, la probabilité d'obtenir un retard parasite $T_i - T_j$ (T_i et T_j représentant les retards parasites des compteurs i et j) est maximum pour $T_i - T_j = 0$.

Si l'on tient compte des fluctuations mesurées de T_C et T_A , ainsi que des variations admises de la surtension V_s et de la sensibilité des circuits de mise en forme, on obtient une limite supérieure égale à 0,4 μ s des retards parasites entre deux quelconques des impulsions des compteurs traversés simultanément par deux particules.

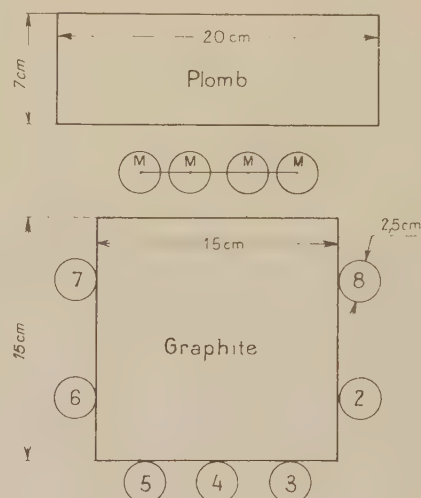
Pour obtenir une certitude totale quant à l'impossibilité pour un signal-maître de provenir d'une coïncidence parasite (c'est-à-dire d'une coïncidence due à un retard parasite), nous avons choisi θ de sorte que θ_m (minimum) = $\theta - \tau_2 - T_C = 0,8$ μ s (on a vu qu'on pouvait avoir $T_C = 0,4$ μ s), soit deux fois les retards parasites possibles.

III - EXPERIENCE DE CONTROLE - DETERMINATION DE LA VIE MOYENNE DES MESONS μ .

A - Dispositif expérimental -

1°- Arrangement des compteurs.

La figure 34 représente une coupe verticale de l'arrangement des compteurs G.M. La disposition adoptée est analogue à celle utilisée précédemment par RASETTI [52], CHAMINADE et al. [53], CONVERSI et PICCIONI [54] et par d'autres auteurs depuis. L'ensemble du dispositif a été installé dans une cabane dont le toit était constitué par une toile de tente. Un écran de plomb de 7 cm d'épaisseur placé au-dessus des compteurs ne laisse passer que la composante pénétrante du rayonnement cosmique, qui comporte une forte proportion de mésons μ . En anticipant sur les résultats de l'expérience décrite plus loin, la précaution adoptée généralement de protéger le dispositif contre l'effet des gerbes est inutile. Le groupe des 4 compteurs maîtres M sélectionne les particules pénétrantes, tandis que les 8 compteurs analyseurs A_1 A_8 détectent éventuellement les électrons résultant de la décomposition des mésons μ dans l'absorbeur de graphite, autour duquel ils sont disposés.



2°- Dispositif électronique.

Une modification a été apportée au schéma représenté par la figure 32, pour permettre aux compteurs M de déclencher le signal-maître. On a supprimé le circuit de coïncidence maître et le discriminateur I. Le discriminateur II est déclenché par un compteur M et les impulsions M, après un retard $\theta = 7 \mu s$, constituent le signal-maître. Avec cette modification, les compteurs A_1 A_7 n'actionnent plus le groupe maître, mais seulement les "voies-analyseurs" du dispositif. Sur chacune de ces voies, les retards θ_1 θ_8 ont été échelonnés, de sorte qu'ils ne compensaient que partiellement le retard de $7 \mu s$ du signal-maître. On s'est arrangé pour que le retard sur la 1^{ère} voie soit compris dans l'intervalle $1 \mu s < \theta - \theta_1 < 5 \mu s$; pour $\theta - \theta_1 = 4 \mu s$ et $5 \mu s$ deux voies étaient prévues avec le même retard, augmentant ainsi la précision statistique des résultats correspondants. Etant donné que l'on a adopté $\tau_4 = \tau_5 = 0,3 \mu s$, la largeur d'une voie était égale à $0,6 \mu s$. Les fluctuations des retards parasites ont la même distribution pour toutes les voies, de sorte que leur effet dans cette expérience peut en toute rigueur être négligé.

- Fig. 34 -

Arrangement des compteurs pour la détermination de la vie moyenne des mésons μ .

La figure représente une coupe verticale du dispositif. Les compteurs M, en parallèle, sont déchargés par les mésons μ , dont une partie se décompose dans l'absorbeur de graphite. Les électrons de décomposition sont détectés par les 7 compteurs analyseurs disposés autour du bloc de graphite.

Ces fluctuations auraient une grande importance si un taux de comptage absolu était demandé, ce qui n'est pas le cas.

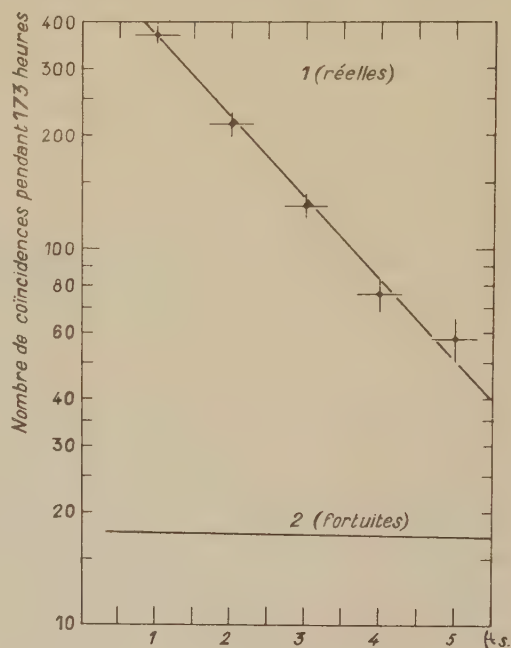
Au cours des 173 h de marche du dispositif, des tests rapides de contrôle ont été effectués au cours desquels, par exemple, on prenait $\theta - \theta_1 = 0 \mu s$. Il suffit alors de quelques minutes de fonctionnement pour vérifier les différentes parties du dispositif.

B - Résultats.

Les résultats sont rassemblés dans la figure 35, dans laquelle on a représenté en coordonnées semi-logarithmiques le nombre total de coïncidences réelles et fortuites (courbes 1 et 2) en fonction des retards $\theta - \theta_1$ en microsecondes. Les flèches verticales indiquent l'écart statistique $\sqrt{n}$ du point correspondant et les flèches horizontales la largeur, égale à $0,6 \mu s$, des "voies-analyseurs". La pente de la droite tracée fournit pour t_μ la valeur

$$t_\mu = 2,10 \pm 0,15 \mu s$$

qui est en bon accord avec les valeurs les plus précises connues à l'heure actuelle [55].



- Fig. 35 -

Détermination de la vie moyenne t_μ du méson.

La figure montre en fonction des retards relatifs $\theta - \theta_1$ ($i = 1 \dots 7$) le nombre total de coïncidences réelles (coïncidences observées déduction faite des coïncidences fortuites). On trouve $t_\mu = 2,10 \pm 0,15 \mu s$.

IV - PARTICULES RETARDEES DES GERBES ATMOSPHERIQUES -

A - Dispositif expérimental.

Le schéma du dispositif est celui représenté par la figure 32. Les 8 compteurs G.M. étaient disposés dans un plan horizontal et parallèlement entre eux, deux compteurs consécutifs étant éloignés d'une distance l égale soit à 5 cm, soit à 25 cm. Un premier enregistrement, appelé I_5 , a été effectué pour $l = 5$ cm. Les résultats de cet enregistrement ont montré qu'il était nécessaire de réduire la fréquence des coïncidences fortuites. C'est pourquoi on a poursuivi les expériences en choisissant $l = 25$ cm, ce qui a permis dans l'enregistrement I_{25} de réduire cette fréquence par un facteur sensiblement égal à 6. Pour ces deux enregistrements I_5 et I_{25} , dans lesquels on a étudié les retards θ_m compris entre 2 μs et 9 μs , les différents paramètres de la figure 33 avaient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \tau_1 &= 1 \mu s \\ \theta &= 3 \mu s \\ \tau_2 &= 1 \mu s \\ \tau_3 &= 6 \mu s \\ \tau_4 &= 1 \mu s \end{aligned}$$

Dans un troisième enregistrement, on a conservé $l = 25$ cm, mais les retards étaient étudiés dans l'intervalle $0,5 \mu s < \theta_m < 3 \mu s$. Dans cet enregistrement II_{25} on avait :

$$\tau_1 = 0,5 \mu s$$

$$\theta = 1 \mu s$$

$$\tau_2 = 0,5 \mu s$$

$$\tau_3 = 2 \mu s$$

$$\tau_4 = 1 \mu s, \text{ réduisant ainsi à nouveau la fréquence}$$

des coïncidences fortuites. Dans I_5 , I_{25} , II_{25} , on enregistrerait indifféremment les particules instantanées et retardées (voir paragraphe II C).

B - Résultats - Calcul des coïncidences fortuites.

Les résultats des enregistrements sont rassemblés dans le tableau 1. Le tableau 2 donne les précisions expérimentales nécessaires au calcul des coïncidences fortuites correspondantes. Les symboles utilisés dans ces deux tableaux ont les significations suivantes :

- on désigne par S la fréquence moyenne par minute des impulsions mélangées des 8 compteurs G.M. Les fréquences moyennes D, T et Q sont égales à la fréquence par minute des impulsions de coïncidences comportant respectivement au moins 2, au moins 3 et au moins 4 compteurs G.M. déchargés simultanément. Remarquons que S et D représentent les fréquences moyennes des impulsions sélectionnées respectivement par les discriminateurs I et II de la figure 32.

On désigne par d, les événements comportant au moins 2 particules instantanées et une particule retardée et par t, les événements comportant au moins 3 particules instantanées et une particule retardée, ou bien au moins deux particules instantanées et deux particules retardées. Remarquons que les événements d comprennent en particulier les événements t.

L'analyse des coïncidences fortuites s'effectue en examinant le fonctionnement des circuits de coïncidence du groupe-maître et du groupe analyseur.

1°- Le circuit de coïncidence du groupe-maître est actionné par deux suites d'impulsion de fréquences respectives S et D. Pour évaluer le taux de coïncidences fortuites correspondant, il faut rappeler que les mêmes compteurs G.M. alimentent l'une et l'autre suite d'impulsions. Or, les compteurs qui ont fourni la coïncidence de la suite D sont insensibles pendant leur temps mort. S'il s'agit, dans la suite D, d'une coïncidence double, de fréquence moyenne D - T, seuls les 6 compteurs restants peuvent fournir à la suite S une impulsion suivie d'un signal-maître. S'il s'agit d'une coïncidence triple, de fréquence T - Q, Les impulsions des 5 compteurs restants pourront contribuer à provoquer un signal-maître. De la sorte, la fréquence des événements d

fortuits est égale à

$$f_d \simeq (\tau_2 + \tau_3) \left[(D - T) \frac{6S}{8} + (T - Q) \frac{5S}{8} \right]$$

Une approximation par excès donne pour f_d l'expression

$$f_d \simeq (\tau_2 + \tau_3) D \cdot \frac{6S}{8}$$

Un raisonnement analogue montre que les coïncidences maîtres fortuites correspondant à des événements t, ont une fréquence moyenne f_t

$$f_t \simeq T \cdot \frac{5S}{8} (\tau_2 + \tau_3)$$

2°- Les circuits de coïncidences des "voies-analyseurs" sont actionnés par les signaux-maîtres et par les impulsions du compteur G.M. qui leur correspondent. La faible fréquence des signaux-maîtres (voir tableau 1) rend négligeable la probabilité des coïncidences fortuites.

Nous admettons donc que les fréquences moyennes de coïncidences fortuites sont égales à f_d et f_t en ce qui concerne respectivement les événements d et les événements t.

- Tableau 1 -

Enregistrement	Evénements d		Evénements t		Coïncidences fortuites (/h)	
	total	par h.	total	par h.	f_d	f_t
I ₅	65	0,5	6	0,05	0,38	0,034
I ₂₅	64	0,094	5	0,007	0,063	0,003
II ₂₅	12	0,032	2	0,006	0,022	0,001

C - Discussion des résultats.

1°- On constate, d'après le tableau 1, que la fréquence des événements d est légèrement supérieure à la fréquence des coïncidences fortuites. On peut admettre que, dans les

enregistrements I_{25} et II_{25} , le nombre d'événements réels d est sensiblement égal à la moitié des coïncidences fortuites correspondantes. On peut en déduire la proportion

- Tableau 2 -

Enregistrement	Disposition des compteurs	Valeurs des retards θ_m étudiés.	Durée de l'enregistrement.	S (imp/mn)	D (imp/mn)	T (imp/mn)	Q (imp/mn)
I_5	$l = 5 \text{ cm}$	$2 \mu s < \theta_m < 9 \mu s$	126 h	2 000	30	3	
I_{25}	$l = 25 \text{ cm}$	$2 \mu s < \theta_m < 9 \mu s$	694 h	2 000	5	0,3	0,08
II_{25}	$l = 25 \text{ cm}$	$0,5 \mu s < \theta_m < 3 \mu s$	369 h	2 000	5	0,3	0,08

des gerbes de fréquence moyenne D , qui comportent une particule retardée. Durant les deux enregistrements en question, 330 000 gerbes ont été sélectionnées par le discriminateur II, sur lesquelles environ 50 comportent une particule retardée vraie. Ceci donne pour la proportion cherchée environ $1,5 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur semble être en accord avec certains résultats concernant les gerbes de densité voisine de celles étudiées ici (environ 20 particules par mètre carré). Parmi les deux effets, déjà signalés, pouvant être à l'origine des retards, seul l'effet des mésons est accessible à une évaluation numérique, car dans le cas des particules lourdes nucléaires aucun résultat, à notre connaissance, n'a encore été obtenu.

Considérons une demi-sphère située dans l'air, de rayon moyen r , d'épaisseur dr et ayant pour centre la surface $\sum$ (petite par rapport à r^2) des compteurs G.M. Le nombre de mésons μ , absorbés dans le volume dv de la demi-sphère, et qui provoque un retard dans les compteurs G.M. est égal à :

$$(dv)_{\text{air}} = dN_{\text{abs}} \cdot \omega$$

où $\omega = \frac{\sum}{4\pi r^2}$ et dN_{abs} est égal au nombre de mésons μ appartenant à une gerbe et absorbés dans le volume dv . On a, en explicitant dN_{abs} :

$$(dv)_{\text{air}} = \frac{\sum}{4\pi r^2} \cdot \theta \varphi \rho \Delta dv$$

où Δ représente la densité moyenne de la gerbe, θ la proportion de mésons, φ la densité de l'absorbeur et ρ la fraction de mésons arrêtée dans un gramme par cm^2 de matière. Avec $dv = 2\pi r^2 dr$ il vient :

$$(dv)_{\text{air}} = \frac{1}{2} \theta \varphi \sum \Delta dr$$

En posant $\rho dr = dR$, où dR est l'élément de parcours des électrons de décomposition, et après intégration, on a :

$$v_{\text{air}} = \frac{1}{2} \theta \varphi \sum \Delta R$$

expression qui dépend des caractéristiques de la gerbe et des électrons de décomposition des mésons μ . On sait que le parcours moyen R est sensiblement le même pour l'air et pour la terre, on peut donc écrire :

$$v = \theta \varphi \sum \Delta R$$

Cette expression de v peut être utilisée pour un calcul très approché. En effet, on sait que $R \simeq 20 \text{ g/cm}^2$. Le produit $\sum \Delta$ peut être obtenu à partir des valeurs de Q et T du tableau 2. On a $\frac{Q}{T} = \sum \Delta = 0,25$. D'autre part, des expériences récentes [57], [58], ont montré que $\theta \simeq 10^{-2}$ et enfin on admet $\varphi \simeq 10^{-3}$.

Ceci donne pour v une valeur de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-5}$, inférieure à la valeur expérimentale déterminée d'après nos résultats.

2°- Une remarque intéressante peut être faite à propos des résultats du tableau 1 concernant les événements t . En effet, leur fréquence, quoique très faible, semble très sensiblement supérieure au niveau des coïncidences fortuites. Or, la probabilité de détecter deux particules retardées dans une même gerbe peut être rejetée à priori. Il s'agirait donc d'une concentration importante de particules instantanées précédant la particule retardée. Aucune considération quantitative ne peut cependant être tentée à partir du faible nombre d'événements enregistré.

- C O N C L U S I O N S -

Dans la première partie du présent travail, les différentes phases de la décharge d'un compteur de Geiger-Müller autocoupeur ont été étudiées.

On mesure, par une méthode oscillographique, le temps global qui s'écoule entre le passage de la particule dans une région déterminée du compteur étudié et la réponse de l'amplificateur associé au compteur. Ce retard se compose du temps de latence T proprement dit et du retard T_q , qui résulte du temps de montée fini de l'impulsion et dont la valeur dépend du seuil de sensibilité de l'amplificateur. La sélection des particules (cosmiques) génératrices de la décharge dans le compteur étudié est obtenue grâce à un télescope de deux compteurs en coïncidence dont l'ouverture est limitée par un groupe de quatre compteurs, en anticoincidence avec les premiers. Le compteur est disposé de telle façon que le plan médian du télescope le traverse à une distance variable d de son fil axial. Les mesures ont été effectuées pour différentes valeurs de la distance d et la surtension V_s appliquée au compteur.

Les résultats obtenus montrent que la distribution statistique des retards est d'autant plus étalée que d est plus grand et V_s plus réduit. Les valeurs moyennes des retards observés varient de 7.10^{-8} s pour $d = 0$ et $V_s = 200$ V à 90.10^{-8} s pour $d = 1,9$ cm et $V_s = 50$ V. La mobilité d'un électron libéré au sein du mélange gazeux emplissant le compteur sous une pression de 10 cm Hg a été trouvée égale à ;

$$(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}.$$

Le temps mort d'un compteur G.M. est mesuré à l'aide d'une méthode de coïncidences retardées. Les impulsions du compteur, qui alimentent le circuit de coïncidence, y parviennent, d'une part, directement et, d'autre part, après un retard connu et variable. Cette méthode permet, de plus, d'étudier les impulsions parasites provenant de l'impact des ions positifs sur la cathode du compteur. Des résultats relatifs à plusieurs compteurs fonctionnant dans des conditions diverses sont données. Ils montrent que le temps mort T_m d'un compteur G.M. étudié varie de 320 μ s pour une surtension $V_s = 50$ V à 150 μ s pour $V_s = 250$ V. Le caractère statistique de T_m est prouvé par deux méthodes distinctes : d'une part, en faisant varier le taux de comptage n du compteur pour une surtension V_s constante ; on constate alors que T_m diminue considérablement pour n supérieur à 6.10^4 imp/mn. D'autre part, lorsque, grâce à un discriminateur, on élimine à l'entrée du circuit de coïncidence les impulsions de faible amplitude, le temps mort apparent mesuré croît de sa valeur minimum égale au temps mort du compteur jusqu'à sa valeur égale au temps de balayage des ions positifs dans le compteur. On fournit ainsi une confirmation simple du fait que le temps mort est proportionnel à la charge libérée dans le compteur. Le taux d'émission secondaire p de la cathode d'un compteur est mesuré en fonction de la surtension V_s et on en déduit une

loi de la forme $p \propto e^{aV}$ s.

On décrit un montage à réaction, comportant une seule double triode, qui permet de confiner la décharge se produisant dans un compteur à une portion limitée du fil. La réaction survient dans un temps inférieur à 10^{-7} s après le début de la décharge et se prolonge pendant environ $2 \cdot 10^{-6}$ s. Les avantages qui découlent de la limitation de la décharge sont : une augmentation de la vie du compteur, une diminution de son temps mort et une réduction du nombre d'impulsions parasites.

Les résultats montrent, en particulier, que la vie d'un compteur du type usuel est multipliée par un facteur 10 environ.

Dans la seconde partie de ce travail, on décrit un dispositif permettant d'étudier les corrélations dans le temps ($1 \mu s - 10 \mu s$) entre les différentes particules du rayonnement cosmique. Le dispositif réalisé est basé sur le principe du groupe-maître décrit antérieurement et permet de nombreuses applications. Son fonctionnement a été contrôlé au cours de plusieurs expériences, dont l'une a abouti à la détermination de la vie moyenne des mésons μ que l'on a trouvée égale à $2,12 \pm 0,15 \mu s$. Une expérience de longue durée concernant la présence de particules retardées au sein des gerbes atmosphériques a permis de préciser la limite supérieure du phénomène étudié, qui est directement lié à la présence de particules nucléaires lourdes dans la gerbe.

- B I B L I O G R A P H I E -

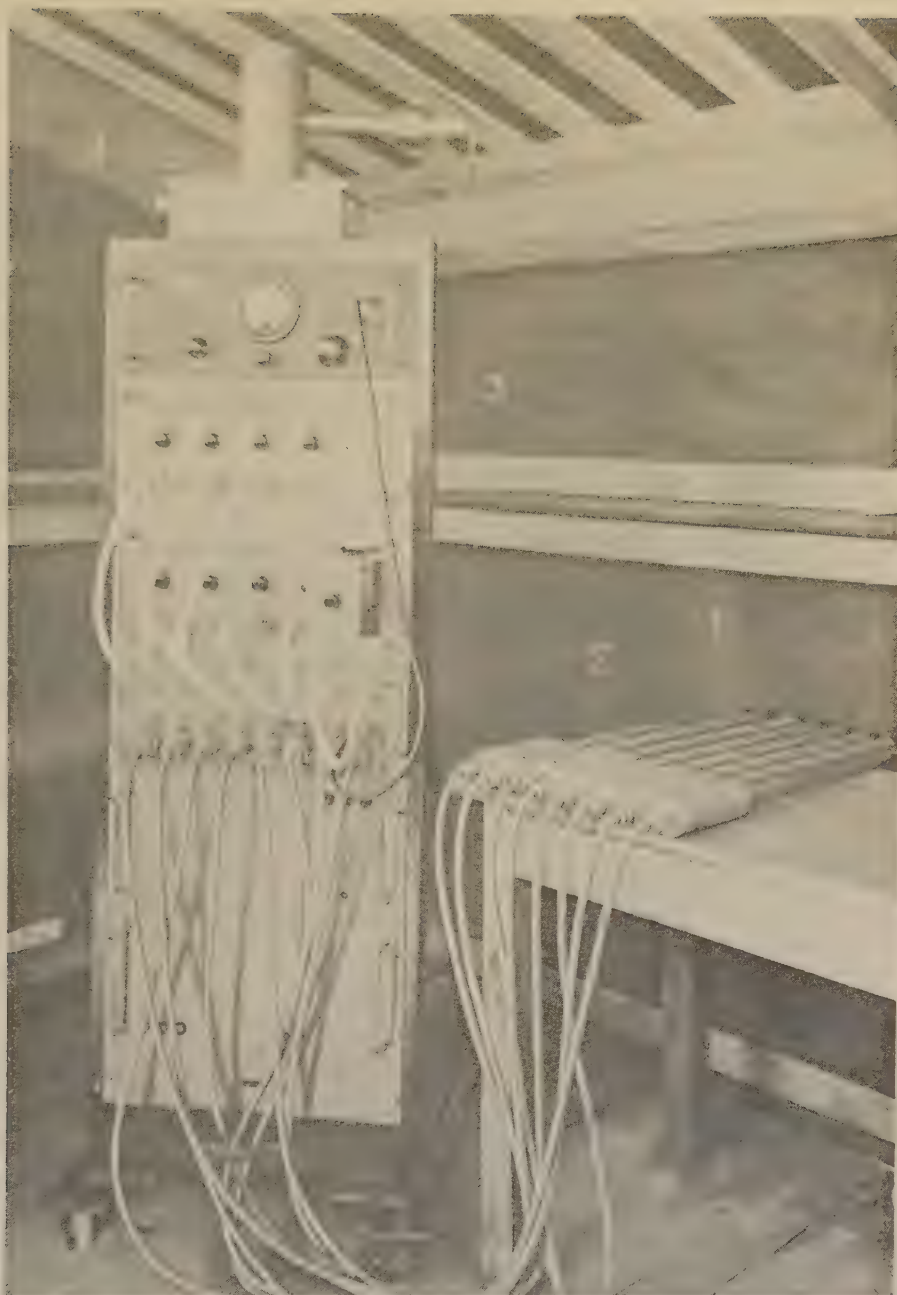
- [1] PICARD E., ROGOZINSKI A.
J. Phys. Radium, 1953, 14, 304
- [2] PICARD E., ROGOZINSKI A.
J. Phys. Radium, 1953, 14, 445
- [3] PICARD E., ROGOZINSKI A.
Rapport C.E.A. n° 252
- [4] PICARD E., ROGOZINSKI A., SURDIN M.
C.R. Acad. Sci., 1951, 232, 503
- [5] BLANC D.
J. Phys. Radium, 1953, 14, 260
- [6] WILKINSON D.H.
Ionisation Chambers and Counters - Cambridge 1950 p. 170
- [7] KORFF S.A. Rev. Sci. Inst. 1953, 24, 7071
WILKINSON D.H. Op. cit. p. 133
- [8] CAMPION P.J.
Communication à la conférence sur les phénomènes d'ionisation dans les décharges.- Oxford, juillet 1953
- [9] WILKINSON D.H.
Op. cit. p. 59 et suivantes
- [10] CHAMINADE R.
Groupe de documentation sur les compteurs G.M. juin 1951, n° 2
- [11] ALDER F., BALDINGER E., HUBER P., METZGER F.
Helv. Phys. Acta, 1947, 20, 73
- [12] STEVER H.G.
Phys. Rev., 1942, 61, 38
- [13] Van GEMERT A.G.M., Den HARTOG H., MULLER F.A.
Physica, 1942, 9, 658
- [14] SCHERWIN C.W.
Rev. Sci. Inst., 1948, 19, 111
- [15] STEVENSON A.
Rev. Sci. Inst., 1952, 23, 93
RAMSEY W.E.
Rev. Sci. Inst., 1952, 23, 95
PORTER W.C., RAMSEY W.E.
Rev. Sci. Inst., 1952, 23, 95

- [16] LAUFER A.R.
Rev. Sci. Inst., 1950, 21, 214
- [17] HEIRTZLER J.R.
New-York University, 1953, Report n° 141.05
- [18] TICH0 H.K.
Rev. Sci. Inst., 1947, 18, 271
- [19] Den HARTOG H., MULLER F.A., VERSTER N.F.
Physica, 1947, 13, 251

Den HARTOG H., MULLER F.A., Van ROODEN C.S.W.
Physica, 1949, 15, 581
- [20] ALBERIGI A., MEZZETTI L., PANCINI E.
Nuovo Cimento, 1951, 8, 618
- [21] ROGOZINSKI A., VOISIN A.
C.R. Acad. Sci. 1947, 225, 409
- [22] COLLI L., De LEONARDIS M.T.
J. appl. Phys., 1953, 24, 255
- [23] LOEB
Fundamental processes of electrical discharge in gases. New-York, 1939 p. 182
et suivantes.
- [24] MANDEVILLE C.E., SCHERB M.V.
Phys. Rev., 73, 90
- [25] ROGOZINSKI A.
C.R. Acad. Sci., 1951, 233, 426
- [26] ROBERTS A.
Rev. Sci. Inst. 1941., 12, 71
- [27] WARD A.G.
Proc. roy. Soc., 1943, 181, A, 183
- [28] SIMPSON J.A.
Phys. Rev., 1944, 66, 39
- [29] CURRAN S.C., RAE E.R.
Rev. Sci. Inst., 1947, 18, 871
- [30] HODSON A.L.
J. Sci. Inst., 1948, 25, 11
- [31] PUTMAN J.L.
Proc. Phys. Soc., 1948, 61, A, 312
- [32] BERETTA E., ROSTAGNI A.
Nuovo Cimento, 1949, 6, 391

- [33] COSTRELL L.
Bur. Stand. J. Research, 1949, 42, 241
- [34] FENTON A.G., FULLER E.W.
Proc. Phys. Soc., 1949, 62, A, 32
- [35] COLLINGE B.
Proc. Phys. Soc., 1950, 63, B, 15
- [36] Den HARTOG, MULLER F.A.
Physica, 1950, 16, 26
- [37] EPPRECHT G.W.
Helv. Phys. Acta, 1950, 23, 291
- [38] PORTER W.C., RAMSEY W.E.
J. Franklin Inst., 1952, 254, 153
- [39] MONTGOMERY C.G., MONTGOMERY D.D.
J. Franklin Inst., 1940, 229, 585
- [40] KORFF S.A., PRESENT R.D.
Phys. Rev., 1944, 65, 253
- [41] COSYNS M.
Communication privée
- [42] ELLIOT H.
Proc. Phys. Soc., 1949, 62, 369
- [43] MUEHLHOUSE C.O., FRIEDMAN H.
Rev. Sci. Inst., 1946, 17, 506
- [44] BALLINI R.
Thèse Paris, 1953
- [45] Mac CUSKER C.A.B., RITSON D.W., NEVIN T.E.
Nature, 1950, 166, 400
- [46] MEZZETTI L., PANCINI E., STOPPINI G.
Phys. Rev., 1951, 81, 629
- [47] OFFICER V.C.
Phys. Rev., 1951, 83, 458
- [48] JELLEY J.V., WHITEHOUSE W.J.
Proc. Phys. Soc., 1953, 66, 454
- [49] BASSI P., CLARK G., ROSSI B.
Phys. Rev., 1953, 92, 441
- [50] ROGOZINSKI A.
J. Phys. Radium, 1953, 14, 438

- [51] ROGOZINSKI A.
Thèse Paris, 1945
- [52] RASETTI F.
Phys. Rev., 1941, 60, 198
- [53] CHAMINADE R., FREON A., MAZE R.
C.R. Acad. Sci., 1944, 218, 402
- [54] CONVERSI M., PICCIONI O.
Nuovo Cimento, 1944, 2, 40
- [55] ROSSI B., NERESON N.
Phys. Rev., 1943, 64, 199
- BELL W.E., HINKS E.P.
Phys. Rev., 1951, 84, 1243
- ALVAREZ L.M., LOUGACRE A., OGREN V.G., THOMAS R.E.
Phys. Rev., 1950, 77, 752
- [56] AUGER P., MAZE R., GRIVET-MEYER T.
C.R. Acad. Sci., 1938, 206, 1721
- [57] Mac CUSKER C.B.A.
Proc. Phys. Soc., 1950, 63, A, 1240
- [58] COCCONI G., COCCONI-TONGIORGI V., GREISEN K.
Phys. Rev., 1949, 75, 1063



Sélecteur de coïncidences retardées destiné à l'étude des particules retardées des gerbes du rayonnement cosmique.

La photographie montre l'ensemble du dispositif utilisé dans les expériences décrites dans le chapitre IV. Cet ensemble était disposé dans une cabane, dont on aperçoit la structure sur le cliché. On distingue successivement sur la photographie les éléments du dispositif :

1. les compteurs G.M.
2. les circuits de limitation de la décharge associés aux compteurs G.M.
3. le sélecteur proprement dit qui comporte (de bas en haut)
 - un interrupteur-disjoncteur et deux alimentations spéciales,
 - un châssis de distribution des impulsions des compteurs G.M. Ce châssis renferme de plus les discriminateurs I et II de la figure 32,
 - deux châssis à tiroirs comprenant les tiroirs "analyseurs" (dont 1 de rechange) et 1 tiroir maître où s'effectue la coïncidence-maître,
 - un châssis d'alimentation haute-tension des compteurs G.M.
- 4 l'enregistreur photographique des résultats. Cet enregistreur, muni d'un mécanisme d'horlogerie, possède une autonomie de marche de 8 jours



Un compteur G.M. et son circuit de limitation de la décharge.

La photographie montre un compteur G.M. (cathode en laiton $\phi = 50$ mm et longueur = 50 centimètres) sur lequel est adapté le montage décrit dans le chapitre III.

- TABLE DES MATIERES -

	Pages
Avant-propos	1
Introduction aux Chapitres I, II et III	3
I - Rappel historique	3
II - Mécanisme de la décharge d'un compteur auto-coupeur	5
CHAPITRE I -	
Mouvement des électrons primaires - Temps de latence.	
I - Introduction	9
II - Influence du seuil de sensibilité du circuit de détection	9
III - Dispositif expérimental	10
IV - Résultats expérimentaux	15
V - Interprétation et discussion des résultats.....	15
VI - Utilisation des compteurs G.M. dans des cir- cuits de coïncidence	21
CHAPITRE II -	
Mouvement des ions positifs - Temps mort.	
I - Introduction	25
II - Principe de la méthode des coïncidences retardées	26
III - Dispositif expérimental	31
IV - Résultats	33
CHAPITRE III	
Limitation de la décharge	41
CHAPITRE IV -	
Particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.	
I - Introduction	47
II - Dispositif expérimental	48
III - Expérience de contrôle. Détermination de la vie moyenne des mésons μ	53
IV - Particules retardées des gerbes atmosphériques	54
CONCLUSIONS	59
BIBLIOGRAPHIE	61

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

**DIFFUSION DES ELECTRONS DE GRANDE ENERGIE
PAR LES NOYAUX**

Vu et approuvé :

Paris, le 5 juin 1954

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PERES

Vu

et Permis d'imprimer :

**Le Recteur de l'Académie
de Paris,**

Jean SARRAILH

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Nom du Candidat : PICARD

Prénom : Etienne

Date de soutenance : 10 juin 1954

Numéro d'ordre : N° 450

PICARD (Etienne). - Sur la détermination de quelques caractéristiques fondamentales de compteurs Geiger-Müller à l'étude des particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 65 p., fig.

TH. Ing. Doc. Paris, 1954, n° 450

PICARD (Etienne). - Sur la détermination de quelques caractéristiques fondamentales de compteurs Geiger-Müller à l'étude des particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 65 p., fig.

TH. Ing. Doc. Paris, 1954, n° 450

PICARD (Etienne). - Sur la détermination de quelques caractéristiques fondamentales de compteurs Geiger-Müller à l'étude des particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 65 p., fig.

TH. Ing. Doc. Paris, 1954, n° 450

PICARD (Etienne). - Sur la détermination de quelques caractéristiques fondamentales de compteurs Geiger-Müller à l'étude des particules retardées des gerbes atmosphériques du rayonnement cosmique.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 65 p., fig.

TH. Ing. Doc. Paris, 1954, n° 450

